



# Lumière lente par amplification paramétrique dans les fibres optiques biréfringentes

Nour Nasser

## ► To cite this version:

Nour Nasser. Lumière lente par amplification paramétrique dans les fibres optiques biréfringentes. Optique [physics.optics]. Université de Franche-Comté, 2013. Français. NNT : 2013BESA2039 . tel-01383650

**HAL Id: tel-01383650**

**<https://theses.hal.science/tel-01383650>**

Submitted on 19 Oct 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université de Franche-Comté

École Doctorale SPIM

# Thèse de Doctorat

Spécialité Optique Photonique

présentée par

**Nour NASSER**

## Lumière lente par amplification paramétrique dans les fibres optiques biréfringentes

Thèse dirigée par Gil Fanjoux et Thibaut Sylvestre

soutenance prévue le 6 juin 2013

soutenue le 06 juin 2013

### Jury :

Président : H. Maillotte, Directeur de Recherche CNRS, Institut FEMTO-ST, Besançon  
Rapporteurs : G. Renversez, Professeur à l'Université Aix-Marseille, Institut Fresnel, Marseille  
A. Mussot, Maître de conférences, Université de Sciences et technologies de Lille  
Examineurs : M. Rochette, Professeur Agrégé, Université McGill, Montréal, Canada  
T. Sylvestre, Chargé de recherche CNRS, Institut FEMTO-ST, Besançon  
G. Fanjoux, Professeur à l'Université de Franche-Comté, Besançon







# Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au laboratoire d'optique P.M. Duffieux à l'institut FEMTO-ST, dirigé par monsieur Hervé Maillotte, qui m'a fait honneur de présider le jury de ma soutenance, je le remercie très sincèrement.

Je remercie également et très chaleureusement tout les membres du jury qui ont accepté de rapporter et d'examiner mes travaux de thèse : G. Renversez (Professeur à l'université Aix-Marseille), A. Mussot (Maître de conférences, Université de Sciences et technologies de Lille), M. Rochette (Professeur Agrégé, Université McGill, Montréal, Canada), T. Sylvestre (Chargé de recherche CNRS, Institut FEMTO-ST), G. Fanjoux (Professeur à l'université de Franche compté).

Je remercie tout particulièrement monsieur G. Fanjoux et T. Sylvestre pour avoir dirigé ce travail de thèse, et de m'avoir soutenu et épaulé tout au long de mes quatre années au laboratoire. Je vous souhaite un avenir plein de succès et découvertes. J'espère qu'un jour attendrais vos compétences et que je serai digne de tout le savoir que vous m'avez transmis.

Merci à tout les collègues du bureau avec qui j'ai eu très agréable moments (Mourad Nourdine, Kirill, Abdelhamid hamima, Mischa Guillermin, Jassem Safioui, Paul-Antoine Moreau).

Je tiens aussi à remercier la gentillesse et la sympathie de l'ensemble de l'équipe ONL : Kien Phan huy, Fabrice Devaux, Birgit Stiller, Thibaut Sylvestre, Gil Fanjoux, Eric Lantz, Luai Alfares, Baptiste galme, Jean-Charles Beugnot. Merci également à tous l'ensemble du personnel du laboratoire d'optique et ses thésards.

De l'extérieur de notre équipe, mes premiers remerciements vont au Rémo Guist, Maxime Jacquot, Fadi Baida, Luc Froehly pour avoir me permit de suivre leur cours et faire certains expériences. Je remercie très sincèrement Belinda Lafon pour ces corrections de la langue française du manuscrit. Je tiens aussi à remercier Pierre-yves Bourgeois pour ses réponses concernant les problèmes liés au Latex. Mes remerciements vont aussi à kamel Mazouzi pour les réponses aux problèmes concernant le méscocentre de calcul de Franche compté.

Je remercie tous mes amis et spécialement Albatoul, Widad, Amina, Rasha, alkhansaa. Finalement je remercie mes parents, et toutes les membres de ma famille, merci beaucoup

---

pour votre soutien tout au long de ma thèse. Je voudrais enfin remercier tous ceux qui ont contribué, d'une façon ou d'une autre, à la réalisation de ce travail.

---

# Table des matières

Remerciements	5
Table des matières	7
<b>1 Comment ralentir ou accélérer la lumière ?</b>	<b>17</b>
1.1 Propagation d'une impulsion optique . . . . .	17
1.1.1 Différence entre vitesse de phase et vitesse de groupe . . . . .	17
1.1.2 Propagation d'une onde optique dans un milieu dispersif . . . . .	19
1.1.3 Propagation d'une onde optique dans un milieu biréfringent . . . . .	23
1.2 Gestion de la dispersion dans un milieu optique . . . . .	24
1.3 Lumière lente et rapide . . . . .	25
1.3.1 Lumière lente et rapide par oscillation cohérente de population . . . . .	25
1.3.2 Lumière lente par dispersion matérielle - EIT . . . . .	26
1.3.3 Lumière lente structurelle en utilisant la dispersion du guide . . . . .	27
1.3.4 Dispersion et conversion de longueur d'onde . . . . .	27
1.3.5 Lumière lente induite par diffusions stimulées . . . . .	28
1.4 Expressions mathématiques du retard optique . . . . .	29
1.5 Application du processus de lumière lente . . . . .	30
1.5.1 Application aux télécommunications optiques . . . . .	30
1.5.2 Application en optique non linéaire . . . . .	31
1.6 Limitations de la lumière lente . . . . .	32
<b>2 Effets non linéaires du troisième ordre dans la fibre optique</b>	<b>33</b>
2.1 Fibre optique . . . . .	34
2.2 Optique non-linéaire du troisième ordre . . . . .	35
2.2.1 Polarisation non linéaire . . . . .	35
2.2.2 Les processus de diffusions Raman et Brillouin . . . . .	35
2.2.2.1 Diffusion Raman . . . . .	35
2.2.2.2 Diffusion Brillouin stimulée . . . . .	38
2.2.3 Réponse électronique : effet Kerr optique . . . . .	38
2.2.4 Effet Kerr croisé . . . . .	40
2.2.5 Biréfringence non-linéaire . . . . .	40
2.2.6 Origine du mélange à quatre ondes . . . . .	42
2.3 Équations de Schrödinger non linéaires couplées ( <i>CNLS</i> ) . . . . .	43
2.4 L'instabilité de modulation ( <i>MI</i> ) . . . . .	47



---

2.4.1	Instabilité de modulation scalaire dû à l'auto-modulation de phase .	47
2.4.2	Instabilité de modulation vectorielle . . . . .	50
2.4.3	Instabilité de polarisation . . . . .	53
2.5	Principe d'amplification paramétrique . . . . .	58
2.6	Relation entre la variation de l'indice de groupe non linéaire et le gain complexe . . . . .	59
2.7	Méthode de transformation numérique de Fourier par pas divisé ( <i>Split step Fourier method</i> ) . . . . .	60
2.7.1	Application aux équations de schrödinger non linéaires couplées . .	61
2.7.1.1	Cas de fibre faiblement biréfringente . . . . .	61
2.7.1.2	Cas de fibre fortement biréfringente . . . . .	61
2.7.1.3	Application à l'effet Raman . . . . .	62
<b>3</b>	<b>Lumière lente dans les fibres optiques par amplification paramétrique assistée par Raman</b>	<b>63</b>
3.1	Amplification optique paramétrique assistée par Raman dans une fibre optique isotrope . . . . .	64
3.1.1	Théorie analytique . . . . .	64
3.2	Expériences . . . . .	66
3.2.1	montage expérimental . . . . .	66
3.2.2	Spectres de gain théoriques et expérimentaux . . . . .	67
3.3	Lumière lente . . . . .	68
3.3.1	Lumière lente par amplification paramétrique . . . . .	68
3.3.2	Lumière lente par amplification paramétrique assisté par Raman . .	70
3.3.3	Observations expérimentales et simulations de la lumière lente . . .	72
3.3.3.1	Retard optique en fonction du gain . . . . .	72
3.3.3.2	Dépendance du retard en fonction de la longueur d'onde de la pompe et de la longueur de la fibre . . . . .	72
3.3.3.3	Retard optique en fonction de la position de la longueur d'onde du signal dans le spectre de gain . . . . .	77
3.4	Conclusion . . . . .	78
<b>4</b>	<b>Lumière lente par amplification optique paramétrique dans les fibres optiques fortement biréfringentes</b>	<b>81</b>
4.1	Lumière lente par amplification paramétrique . . . . .	81
4.1.1	Étude analytique du gain et calcul du retard optique . . . . .	81
4.1.2	Simulations numériques : Dispersion normale . . . . .	87
4.1.3	Accordabilité du retard optique . . . . .	89
4.1.4	Dispersion anormale . . . . .	92
4.2	Limites de retard optique . . . . .	95
4.3	Lumière lente par amplification paramétrique assistée par Raman . . . . .	99
4.3.1	Théorie . . . . .	99
4.3.2	Simulations numériques . . . . .	104
4.4	Conclusion . . . . .	109

---

<b>5</b>	<b>Lumière lente par instabilité de polarisation dans les fibres faiblement biréfringentes</b>	<b>111</b>
5.1	Étude théorique du gain et du retard optique . . . . .	111
5.1.1	Pompe polarisée suivant l'axe lent en régime de dispersion normale	112
5.1.1.1	Gain et délai analytique . . . . .	112
5.1.1.2	Évolution du retard optique en fonction de la dispersion .	114
5.1.1.3	Évolution du retard optique en fonction de la puissance pompe . . . . .	115
5.1.1.4	Évolution du retard optique en fonction de la biréfringence	116
5.1.1.5	Simulations numériques . . . . .	117
5.1.1.6	Accordabilité du délai optique . . . . .	119
5.1.2	Pompe polarisée suivant l'axe rapide en régime de dispersion normale	122
5.1.2.1	Évolution du retard optique en fonction de la dispersion .	122
5.1.2.2	Évolution du retard optique en fonction de la puissance de pompe . . . . .	123
5.1.2.3	Évolution du retard optique en fonction de la biréfringence	124
5.1.2.4	Accordabilité du retard optique . . . . .	125
5.1.3	Pompe polarisée suivant l'axe rapide en régime de dispersion anormale	128
5.1.3.1	Évolution du retard optique en fonction de la dispersion .	128
5.1.3.2	Évolution du retard optique en fonction de la puissance de pompe . . . . .	129
5.1.3.3	Évolution du délai optique en fonction de la biréfringence	130
5.1.3.4	Accordabilité du délai optique . . . . .	130
5.2	Conclusion . . . . .	134
	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>136</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>136</b>



# Introduction

L'idée de ralentir ou d'accélérer la lumière à volonté remonte à plus de 170 années [1]. La distinction entre la vitesse de groupe et la vitesse de phase d'une onde a été réalisée par William Hamilton en 1839, suivi d'un traitement théorique complet de la vitesse de groupe par Lord Rayleigh en 1877. Par la suite, les équations permettant de calculer l'indice de réfraction d'une vapeur atomique sont décrites dans le livre de Hendrik Lorentz [2] de 1909. Ces équations montrent que la vitesse de groupe dans une vapeur atomique peut devenir très petite ou très grande, correspondant respectivement à de la lumière lente (*SL* pour *Slow Light*) ou rapide (*FL* pour *Fast Light*). La prédiction des vitesses de groupe supraluminiques a été particulièrement intrigante au début du XXe siècle, car de telles vitesses semblaient en totale contradiction avec la théorie de la relativité. Le travail conjoint de Brillouin et Sommerfield a permis de résoudre ce conflit en montrant que même si la vitesse de groupe peut être supérieure à celle de la lumière, cela ne signifie pas que la vitesse de l'information transportée par le signal peut être supraluminique. Cette information se propagera avec sa propre vitesse qui sera de fait différente de la vitesse de groupe.

L'intérêt de la lumière lente ou rapide a continué de croître au cours des années 1980. Des travaux importants au cours de cette période, dont les expériences de Chu et Wong, visent à vérifier les prédictions théoriques antérieures [3]. Mais le véritable élan pour les recherches plus récentes a été déclenché par l'expérience de Hau, Harris et *al.* en 1999. Ce travail a captivé l'imagination populaire en montrant que la lumière pouvait être ralentie à une vitesse d'un cycliste, soit seulement 17 m/s. La percée technique derrière cette réussite a été l'utilisation du processus de transparence induite électromagnétiquement (*EIT*).

Le point clé de l'expérience de Hau et *al.* était d'appliquer à la fois un champ signal et un champ fort de couplage sur un nuage atomique ultrafroids mis sous la forme d'un condensat de Bose-Einstein [4]. Ce champ de couplage induit une fenêtre étroite de transparence permettant de transmettre le signal, et crée une variation significative de l'indice de réfraction, et par conséquent une vitesse de groupe très faible. Par ailleurs, le groupe de recherche du Prof. Robert Boyd à l'Université de Rochester a introduit le concept de lumière lente basée sur les oscillations cohérentes de population (*CPO*). Ce processus produit également un trou spectral très étroit dans la bande d'absorption d'un absorbant saturable, et par conséquent il augmente significativement l'indice de groupe. Ils ont observé cet effet dans le Ruby [5] et ultérieurement dans d'autres matériaux, comme l'Alexandrite [1] ou un dispositif comme une fibre optique dopée à l'erbium [6].

Depuis ces travaux, d'autres techniques ont été proposées afin de ralentir ou accélérer

---

la lumière. D'une manière générale, il existe deux procédures qui peuvent être utilisées pour contrôler la vitesse de groupe de la lumière. L'une d'elles consiste à exploiter les résonances des matériaux, tels qu'une forte résonance d'absorption dans une vapeur atomique. Le contrôle peut être réalisé, par exemple, par l'application d'un champ optique intense et par l'utilisation des effets non linéaires afin de modifier la réponse optique subie par une impulsion lumineuse, comme dans les travaux de Hau et *al* [4]. Des exemples de cette approche correspondent aux techniques *EIT* et *CPO*, mais il existe d'autres types de résonances des matériaux qui peuvent être utilisés pour produire un ralentissement de la vitesse de la lumière lente. Un succès particulier a été atteint en utilisant les diffusions Brillouin ou Raman stimulées [7, 8]. Dans chacun de ces processus, le gain fort induit par la présence d'une impulsion pompe de forte puissance produira également, conséquence des relations de Kramers-Kronig, une variation spectrale rapide dans l'indice de réfraction, responsable du phénomène de ralentissement de la lumière.

L'autre procédure consiste à utiliser des matériaux microstructurés, tels que des réseaux de micro-anneaux ou des cristaux photoniques caractérisés par des bandes interdites à la lumière créées artificiellement. A titre d'exemple, la vitesse de groupe de la lumière dans un cristal photonique peut être ralentie dramatiquement à proximité du bord de la bande interdite dans la zone de Brillouin [9]. Un exemple particulier de cette approche correspond au travail de Vlasov et *al.* à *IBM*, où en formant un motif approprié de guide d'onde en silicium [10], un indice de groupe de 300 a été produit, réduisant d'autant la vitesse de groupe de la lumière.

Les fibres optiques permettent également d'obtenir des solutions simples (en propagation linéaire de l'impulsion) pour générer des valeurs discrétisées du retard optique [11]. De plus, la propagation non linéaire d'impulsion optique peut permettre de produire des retards tout-optiques continus et contrôlables couvrant les bandes entre les plages de retard fixe obtenu en propagation linéaire, offrant ainsi la possibilité de produire des mémoires optiques potentielles. Les fibres optiques ont différents avantages incluant le fonctionnement sur une grande plage de longueurs d'ondes, opérant à la température ambiante et avec des longueurs de fibres flexibles. En outre, les fibres non linéaires offrent un profil spectral de gain contrôlable. Le profil du spectre de gain ainsi que sa largeur sont reliés au retard optique réalisable [12], permettant ainsi de contrôler le délai optique.

Récemment, le processus de lumière lente ou rapide (*SFL*) a été démontré en utilisant l'amplification optique paramétrique (*OPA*) dans les fibres optiques, technique simple ouvrant un nouveau moyen pour des lignes à retard optique accordables étant donné sa compatibilité avec les télécommunications à très haut débit [13, 14]. De plus, l'utilisation de l'amplification paramétrique optique (*OPA*) semble être une solution prometteuse de par sa grande flexibilité quand à la fréquence du signal, ainsi que sa capacité à générer indépendamment des retards ou des avances optiques. Plus précisément, le phénomène (*SFL*) induit par une bande étroite de l'amplification paramétrique assistée par Raman a été étudié dans une fibre à dispersion décalée (*DSF*) de 2 km, permettant un retard maximal de l'ordre de 160 ps pour un signal de 70 ps [15]. Le système proposé a plusieurs avantages. D'abord, il offre des bandes passantes suffisamment larges permettant le traitement de flux de données numériques avec un taux de 10 Gbit/s et le traitement des impulsions picosecondes. Deuxièmement, il offre de larges niveaux de gain, et permet

---

ainsi l'utilisation de fibres longues, contrairement aux systèmes basés sur la résonance d'absorption où la longueur des éléments utilisés est limitée par la forte atténuation de l'amplitude de signal. Malgré la variation d'indice de groupe modérée, les fibres longues permettent d'obtenir à la fois de larges délais optiques et de larges plages du délai optique contrôlable. Le facteur principal limitant la performance du système proposé correspond à la déformation de l'impulsion dû à la nature dispersive de l'indice de groupe et à la saturation du gain paramétrique.

Cette thèse présente des travaux sur le processus de lumière lente ou rapide induit par l'amplification paramétrique vectorielle dans des fibres faiblement ou fortement biréfringentes. Contrairement au processus scalaire, le processus vectoriel de l'amplification optique paramétrique (*OPA*) offre en effet la possibilité de générer des bandes de gain de largeurs très étroites, ce qui doit permettre de générer des retards optiques très importants.

Nous réalisons dans ce travail une analyse analytique et numérique du délai optique contrôlable subi par une impulsion signal dont la fréquence est située au sommet de la bande de gain paramétrique, se propageant dans des fibres fortement ou faiblement biréfringentes. Nous donnons notamment des relations simples entre le délai optique et les paramètres intrinsèques de la fibre : la longueur de la fibre, la dispersion de vitesse de groupe, la biréfringence. L'interaction entre le gain paramétrique et l'effet Raman sera également discuté.

Dans un premier chapitre, nous présenterons différentes méthodes pour ralentir ou accélérer une impulsion optique en utilisant des phénomènes physiques différents. Dans un premier temps, nous introduirons les notions de vitesse de phase et vitesse de groupe pour une impulsion optique. Nous traiterons la propagation de l'impulsion optique dans un milieu dispersif et biréfringent. D'une manière très générale, nous présenterons les différentes méthodes pour modifier la dispersion dans un milieu optique par différents phénomènes non linéaires, responsables du processus de lumière lente et rapide. Nous déduirons l'expression mathématique du retard optique, et nous définirons certains paramètres de la lumière lente. En fin de ce chapitre, nous parlerons de quelques domaines d'application ainsi que les principales limitations du phénomène de lumière lente.

Un deuxième chapitre sera consacré à l'étude des effets non linéaires du troisième ordre survenant dans les fibres optiques. Puis, nous déduirons les équations de Schrödinger non linéaires couplées dans le cas de la propagation de deux ondes de fréquences différentes dans une fibre optique biréfringente. Nous étudierons les différentes configurations de processus d'instabilité modulationnelle dans une fibre optique biréfringente ou isotrope. Nous présenterons le principe de l'amplification paramétrique dans la fibre optique. En dernier lieu, nous présenterons la méthode utilisée dans nos simulations numériques dans cette thèse. Cette méthode correspond à la transformation numérique de Fourier par pas divisé, qui sera appliquée pour simuler les équations de Schrödinger non linéaires couplées.

Le troisième chapitre relate les travaux pionniers de David Dahan et Gadi Eisenstein publiée en 2005 sur la lumière lente par amplification paramétrique [15]. La théorie analytique permettant de déduire le délai optique induit par l'amplification paramétrique

assistée par Raman, les résultats expérimentaux ainsi que les résultats théoriques seront présentés. Par ailleurs, l'influence de l'effet Raman sera montrée par une comparaison entre les spectres du gain et le délai optique induit avec et sans l'effet Raman. Nous étudions la dépendance du délai optique en fonction du gain, de la longueur d'onde de la pompe, et en fonction de la longueur de la fibre. L'évolution du délai optique en fonction de la position de la longueur d'onde du signal à travers le spectre de gain sera examinée.

Dans le quatrième chapitre, nous proposerons d'utiliser la nature vectorielle du processus paramétrique (*OPA*), puis nous démontrerons théoriquement que des délais optiques plus importants peuvent être obtenus dans une fibre optique fortement biréfringente. Nous développerons dans ce chapitre une étude analytique, permettant d'obtenir une expression claire et simple du retard optique en fonction des paramètres intrinsèques de la fibre dont en particulier sa biréfringence. De plus, des résultats de simulations numériques dans le cas de dispersion normale ainsi que dans le cas de dispersion anormale seront présentés. Ensuite, nous présenterons certaines limites du retard optique engendré. Ces limites correspondent à la limite supérieure de gain réellement atteignable, l'atténuation de l'impulsion pompe, et le filtrage spectral. De plus, l'influence de l'effet Raman sur le délai optique sera examinée analytiquement et numériquement.

Enfin, le cinquième chapitre sera centré sur l'amplification paramétrique basée sur le processus d'instabilité modulationnelle de polarisation (*PMI*) dans les fibres faiblement biréfringentes. Nous traiterons les différentes configurations possibles de ce processus, en fonction de l'axe de polarisation de l'impulsion pompe et du régime de dispersion. Comme la bande de gain peut être pour certains cas très éloignée de la pompe, il est prévu que de grands retards optiques peuvent être atteints. Pour terminer ce manuscrit nous conclurons et apporterons quelques perspectives à ces travaux de recherche.

Pour de plus amples informations, ce travail de thèse a fait l'objet de publications scientifiques et de différents actes de conférences nationales et internationales listés ci-dessous :

N. Nasser, G. Fanjoux, E. Lantz, and T. Sylvestre, "Tunable optical delay using parametric amplification in highly birefringent optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* 28, 2352-2357 (2011).

N. Nasser, G. Fanjoux, et T. Sylvestre, "Lumière lente par instabilité de polarisation dans les fibres faiblement biréfringentes," 32èmes Journées nationales d'Optique Guidée/JNOG, Recueil des communications pp. 167, Paris, 2013.

N. Nasser, G. Fanjoux, E. Lantz, and T. Sylvestre, "Pulse delaying using Raman-assisted parametric amplification in polarization-maintaining fibers," in *Nonlinear Photonics, OSA*, paper JTu5A.38, Colorado Springs, USA, 2012.

N. Nasser, G. Fanjoux, E. Lantz, and T. Sylvestre, "Tunable optical delay using parametric amplification in highly-birefringent fibers," *Nonlinear Photonics*, paper NME28, OSA topical meeting, Karlsruhe, Germany, June 21-24, 2010.

---

N. Nasser, G. Fanjoux, E. Lantz et T. Sylvestre, "Retard optique accordable par amplification paramétrique dans les fibres optiques fortement biréfringentes," 29èmes Journées nationales d'Optique Guidée/JNOG, Recueil des communications pp. 127-129, Besançon, 2010.

---





# Chapitre 1

## Comment ralentir ou accélérer la lumière ?

Ce premier chapitre présente différentes manières de ralentir ou d'accélérer une impulsion lumineuse grâce à différents phénomènes physiques, en régime linéaire (pour des faibles puissances optiques) et en régime non linéaire. Dans un premier temps, nous introduirons succinctement les notions générales de vitesse de phase et de vitesse de groupe pour une impulsion optique. Nous montrerons que la variation de l'indice de groupe lié à la vitesse de l'enveloppe d'une impulsion est directement reliée à une variation de son vecteur d'onde. Cette variation du vecteur d'onde peut être obtenue de différentes manières : lors de la propagation d'une impulsion dans un milieu dispersif en régime linéaire, ou lors de la propagation de l'impulsion dans un milieu où une dispersion a été générée de manière non linéaire (avec de fortes puissances optiques). Nous présenterons alors d'une façon très générale comment modifier la dispersion dans un milieu optique par différents phénomènes non linéaires, responsables du processus de lumière lente et rapide. Certains paramètres de la lumière lente seront ensuite définis. En dernier lieu, nous parlerons de quelques domaines d'application et les limitations du phénomène de lumière lente.

### 1.1 Propagation d'une impulsion optique

#### 1.1.1 Différence entre vitesse de phase et vitesse de groupe

Avant d'aborder les différents phénomènes induisant la lumière lente ou rapide, il est important de bien comprendre la différence entre vitesse de phase et vitesse de groupe d'une impulsion se propageant dans un milieu. Nous ne prétendons pas faire un exposé exhaustif de ces deux paramètres, des informations plus complètes existent dans la plupart des ouvrages traitant de l'optique ondulatoire (en références [16, 17] par exemple), nous inviterons simplement le lecteur à connaître la différence fondamentale entre ces deux paramètres.

##### Vitesse de phase :

Considérons une onde monochromatique telle que  $E(z, t) = E_0 \exp[i(\beta z - \omega t)]$ . Il est

---

possible de définir la vitesse de phase  $v_p$  comme étant la vitesse à laquelle les points ayant une phase identique se déplacent dans le milieu. Comme la phase de l'onde est donnée par la relation  $\Phi = \beta z - \omega t$ , il en résulte [18] :

$$z = \frac{1}{\beta}(\Phi + \omega t) \quad (1.1)$$

Comme  $v_p$  est définie par la relation  $dz/dt$  pour  $\Phi = cst$ , nous obtenons alors :

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{n_p} \quad (1.2)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide, et  $n_p$  l'indice de phase. Cet indice de phase correspond à l'indice de réfraction, obtenu par exemple à partir de l'équation de Sellmeier décrite ci-après dans ce chapitre.

### Vitesse de groupe :

Le concept de vitesse de groupe a été énoncé pour la première fois par Hamilton en 1839 (publié en 1841) [19] et observé par J. S. Russell lors de son étude sur la propagation des ondes solitaires [20]. Par la suite, cette vitesse fût clairement distinguée de son homologue de phase par Lord Rayleigh en 1881 [21, 22]. Considérons à présent la propagation d'une impulsion, ou d'un paquet d'ondes dans un milieu. Cette impulsion sera nécessairement, selon la théorie de Fourier, composée de plusieurs composantes fréquentielles. Au maximum de l'impulsion à  $t = t_0$ , les différents composantes de Fourier sont en phase, alors que à un instant  $t_0 + \Delta t$  elles accumulent un déphasage dû à leurs différences de fréquences. La figure 1.1 est un exemple simple représentant le cas d'une impulsion composée de deux composantes fréquentielles espacées de  $\Delta\omega/2\pi$  et de  $\Delta\beta$  par rapport à une fréquence centrale  $\omega_0/2\pi$ . En supposant que l'amplitude des composantes de cette impulsion soit égale à 1, la somme des deux composantes est alors égale à :

$$\begin{aligned} E_1 + E_2 &= \cos[(\omega_0 + \Delta\omega)t - (\beta_0 + \Delta\beta)z] + \cos[(\omega_0 - \Delta\omega)t - (\beta_0 - \Delta\beta)z] \\ &= 2\cos(\omega_0 t - \beta_0 z)\cos[\Delta\omega(t - \frac{\Delta\beta}{\Delta\omega}z)] \end{aligned} \quad (1.3)$$

où  $\beta_0$  est donné par l'expression suivante :  $\beta_0 = n_p\omega_0/c$ . On reconnaît dans le premier terme à gauche l'expression  $\cos(\omega_0 t - \beta_0 z)$  reliée à la vitesse de phase, le deuxième terme multiplicatif caractérisant la modulation de l'onde, ou son enveloppe. Cette enveloppe se déplace à une vitesse  $\Delta\omega/\Delta\beta$  qui correspond à la vitesse de groupe. Dans le cas d'une impulsion dont le spectre présente une largeur autour de la fréquence centrale  $\omega_0/2\pi$ , la vitesse de groupe est alors définie par l'équation :

$$v_g = \left(\frac{d\omega}{d\beta}\right)_{\omega_0} = \frac{c}{n_g} \quad (1.4)$$

$n_g$  correspond à l'indice de groupe et dépend de l'indice de phase comme :

$$n_g = n_p + \omega \frac{dn_p}{d\omega} \quad (1.5)$$

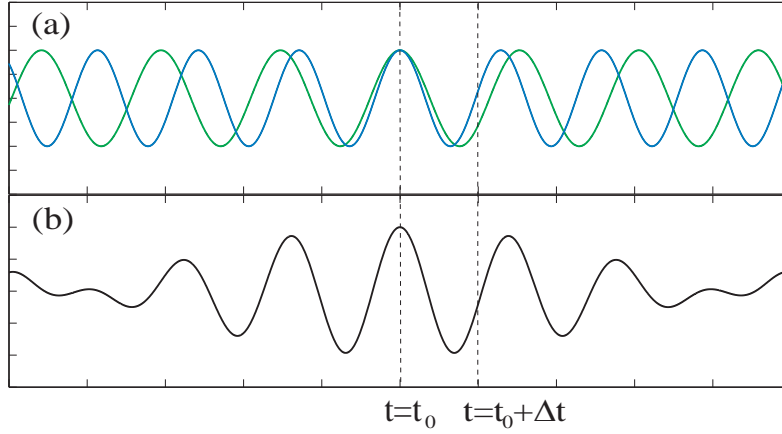


FIG. 1.1 – *Origine du déphasage entre les composantes de Fourier d'une impulsion. A  $t_0$ , toutes les composantes fréquentielles constituant le paquet d'onde sont en phase. En raison de leurs différence de fréquences, ces composantes présentent un déphasage à  $t = t_0 + \Delta t$ . (a) Les deux ondes sont séparées, (b) onde résultante de la somme de deux ondes.*

Comme exemple, la figure 1.2 représente la variation de l'indice de phase  $n_p$  et de l'indice de groupe  $n_g$  en fonction de la longueur d'onde pour la silice fondue [23]. Nous remarquons que, comme le milieu est dispersif, l'indice de phase et l'indice de groupe sont nécessairement différents. Un accord de vitesse de phase et de groupe ne peut donc pas être obtenu dans ce type de milieu pour deux impulsions présentant des longueurs d'onde différentes. Nous montrerons que ces deux accords de vitesse peuvent être obtenus simultanément en régime non linéaire lors du processus d'amplification paramétrique.

Dès lors que nous parlerons de ralentir ou d'accélérer la lumière, nous ferons référence exclusivement à la vitesse de groupe de l'impulsion lumineuse qui se propage. Ainsi, les retards optiques correspondront à des différences de temps d'arrivée de deux impulsions de longueurs d'onde différentes, ou pour la même impulsion dans des régimes différents de propagation (linéaire ou non linéaire).

### 1.1.2 Propagation d'une onde optique dans un milieu dispersif

Lorsqu'une onde électromagnétique interagit avec les électrons liés d'un milieu diélectrique, la réponse de ce milieu dépend, en général, de la fréquence optique  $\omega/2\pi$ . Cette réponse se manifeste par la dépendance en fréquence de l'indice de réfraction  $n(\omega)$ . Autrement dit, chaque fréquence de la lumière se propage à travers le matériau avec sa propre vitesse qui est différente de celle de toute autre fréquence. Cette propriété est désignée comme la dispersion chromatique et les milieux ayant une telle propriété sont appelés des milieux dispersifs. L'origine de la dispersion chromatique est liée à des fréquences de résonance caractéristiques à laquelle le milieu absorbe le rayonnement à travers les oscillations des électrons liés. Loin des résonances du matériau, la dépendance de l'indice de réfraction

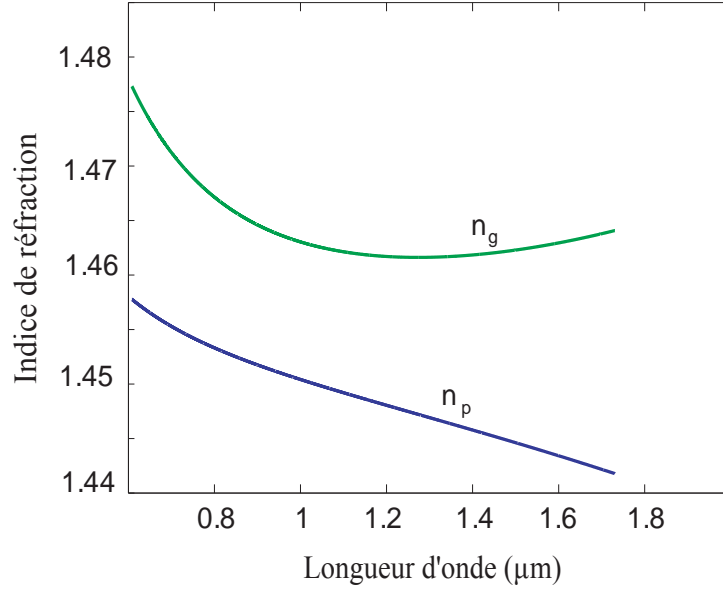


FIG. 1.2 – L'indice de phase  $n_p$ , l'indice de groupe  $n_g$  en fonction de la longueur d'onde pour la silice fondue [23].

en fonction de la longueur d'onde peut se modéliser par l'équation de Sellmeier [23] :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (1.6)$$

où  $\omega_j/2\pi$  correspond à la fréquence de la résonance  $j$ ,  $B_j$  est la force à la fréquence de résonance  $\omega_j$ . Mathématiquement, la dispersion est prise en compte dans les calculs théoriques en effectuant un développement en série de Taylor de la constante de propagation  $\beta$  autour de la pulsation centrale  $\omega_0$  :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{24}\beta_4(\omega - \omega_0)^4 \dots \quad (1.7)$$

avec

$$\beta_0 = \frac{n(\omega_0)\omega_0}{c} \quad (1.8)$$

la constante de propagation à la fréquence centrale de l'impulsion,  $n(\omega_0)$  l'indice de réfraction pour la pulsation  $\omega_0$ .  $\beta_1$  est l'inverse de la vitesse de groupe donné par la relation :

$$\beta_1 = \left[ \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right]_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{v_g} \quad (s.m^{-1}) \quad (1.9)$$

$\beta_2$ , le coefficient d'ordre 2, caractérise la dispersion de vitesse de groupe :

$$\beta_2 = \left[ \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right]_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right) \quad (s^2.m^{-1}) \quad (1.10)$$

$\beta_3$  et  $\beta_4$  sont les coefficients de dispersion d'ordres supérieurs 3 et 4, non négligeables lorsque le coefficient de dispersion  $\beta_2$  devient faible.

La figure 1.3 représente le paramètre de dispersion  $\beta_2$  en fonction de la longueur d'onde dans la silice fondue [23]. D'après cette figure, deux régimes de dispersion peuvent être distingués. Dans le régime ayant une dispersion positive (négative) appelé régime de dispersion normale (anormale), les composantes de hautes fréquences se propagent moins (plus) vite que les composantes de basses fréquences. Ainsi, lors de la propagation d'une impulsion dans un milieu dispersif, la dispersion de vitesse de groupe induit un élargissement temporel de l'impulsion du fait de la largeur spectrale intrinsèque à l'impulsion. C'est pour cette raison qu'en télécommunication optique, on utilise plus fréquemment le paramètre de dispersion (D) exprimé en  $ps/(nm.km)$ , représentant l'élargissement temporel (en  $ps$ ), pour une source de  $1-nm$  de largeur spectrale et pour  $1-km$  de distance de propagation. La dispersion limite ainsi le débit binaire (nombre de bits par unité de temps) ou la distance de transmission pour une bonne qualité de transmission. Le paramètre de dispersion (D) est relié à  $\beta_2$  par la relation suivante :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = \frac{-2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.11)$$

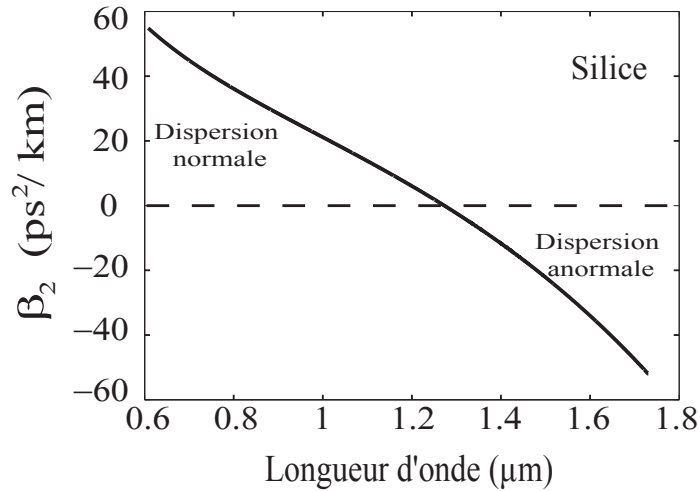


FIG. 1.3 – Variation du paramètre  $\beta_2$  en fonction de la longueur d'onde pour la silice fondue [23].

Une seconde manifestation de la dispersion s'exprime lorsque deux impulsions décalées en fréquence se propagent dans un milieu dispersif avec deux vitesses de groupe différentes. Elles présenteront donc à la sortie du milieu dispersif un retard optique qui dépendra de la dispersion du milieu et de sa longueur. Ainsi, la dispersion d'un milieu, intrinsèque au milieu ou induite, provoque un désaccord de vitesse de groupe entre deux impulsions de fréquences différentes.

Comme exemple, prenons deux impulsions optiques de pulsation  $\omega_1$  et  $\omega_2$  symétriques par

rapport à une pulsation  $\omega_0$ , et avec un écart spectral  $\Omega = \omega_2 - \omega_1$  faible, l'écart en vecteur d'onde dans le référentiel de  $\omega_0$  est alors donné par la relation simple :

$$\Delta\beta = \frac{1}{2}\beta_2\Omega^2 \quad (1.12)$$

Par ailleurs, dans les fibres optiques multimodes, les modes guidés sont caractérisés par des indices effectifs  $n_{eff}$  différents. L'indice effectif de chaque mode est légèrement inférieur à l'indice du matériau de coeur et supérieur à celui de la gaine. Ainsi, même en absence de dispersion chromatique du matériau, le guide d'onde introduit une dispersion, qui traduit la dépendance en fréquence de l'indice effectif  $n_{eff} = n_{eff}(\omega)$  des modes se propageant dans la fibre optique. La dispersion totale dans la fibre optique est un résultat de celle du matériau et la dispersion de guide d'ondes. La dispersion de guide d'ondes peut être modifiée par changement des paramètres de fibres tels que le rayon du coeur et la différence entre l'indice du coeur et l'indice de gaine  $\Delta n$ .

#### Relation entre la variation de l'indice de groupe et la variation du vecteur de propagation dans un milieu dispersif

Si l'indice de phase présente une variation  $n'_p = n_p + \Delta n_p$ , l'indice de groupe s'écrit en utilisant l'équation (1.5) :

$$n'_g = n'_p + \omega \frac{dn'_p}{d\omega} = n_p + \Delta n_p + \omega \frac{dn_p}{d\omega} + \omega \frac{d\Delta n_p}{d\omega} = n_g + \Delta n_g \quad (1.13)$$

avec :

$$\Delta n_g = \Delta n_p + \omega \frac{d\Delta n_p}{d\omega}. \quad (1.14)$$

Or,  $\Delta n_p = c \frac{\Delta\beta}{\omega}$  (voir éq. 1.2), ainsi, après calcul, nous trouvons :

$$\Delta n_g = c \frac{d\Delta\beta}{d\omega} \quad (1.15)$$

Cette expression montre donc qu'une variation du vecteur d'onde en fonction de la pulsation amène une variation de l'indice de groupe, et donc de la vitesse de groupe. Ainsi, une impulsion dont la pulsation se situerait au sommet de cette variation de l'indice de groupe, d'origine linéaire ou non linéaire, subirait un changement maximum de sa vitesse de groupe. Cet effet est à la base du phénomène de lumière lente ou rapide.

Reprenons notre exemple précédent des deux impulsions se propageant dans un milieu dispersif et présentant une différence de vecteur d'onde donné par l'Eq. 1.12. Ainsi, à partir de l'Eq. (1.15) ( $\omega = \Omega$ ), nous en déduisons la différence d'indice de groupe due à la dispersion pour ces deux impulsions :

$$\Delta n_g = c\beta_2\Omega \quad (1.16)$$

Ces deux impulsions se propageront donc avec des vitesses de groupe différentes.

### 1.1.3 Propagation d'une onde optique dans un milieu biréfringent

Le mode fondamental d'une fibre unimodale correspond en fait, pour une fibre idéale, à deux modes dégénérés, polarisés orthogonalement [24]. La structure géométrique et l'isotropie des fibres unimodales ne sont en pratique jamais parfaites. Les défauts de géométrie et les impuretés dans la silice provoquent la levée de dégénérescence des deux modes et induisent alors une biréfringence. Cette biréfringence se traduit par une différence d'indice effectif ou dispersion de polarisation entre les deux polarisations orthogonales. Le degré de biréfringence d'une fibre unimodale est donné par la relation suivante :

$$B = \Delta n = |n_x - n_y| \quad (1.17)$$

où  $n_x$  et  $n_y$  sont les indices effectifs des deux états de polarisation correspondant aux directions orthogonales  $x$  et  $y$ . Comme cette différence d'indice est totalement indépendante des longueurs d'ondes des signaux optiques se propageant dans le milieu (non dispersif), cette différence d'indice correspond autant à une variation d'indice de phase que d'indice de groupe, conduisant à  $\Delta n_g = \Delta n_p$ . La variation de l'indice de groupe induit alors une variation de la constante de propagation  $\Delta\beta_1 = \frac{\Delta n_g}{c}$ .

Une onde polarisée rectilignement suivant l'axe pour lequel l'indice effectif est le plus faible (axe rapide) aura une vitesse de groupe supérieure à une onde polarisée suivant l'axe pour lequel l'indice effectif est le plus grand (axe lent). Ces deux axes particuliers de la fibre sont appelés axes principaux ou lignes neutres. Dans les fibres unimodales usuelles, le degré de biréfringence varie constamment et en général aléatoirement le long de la fibre et disperse l'état de polarisation de l'onde qui s'y propage, ce qui le rend indéterminé en sortie pour de grandes longueurs.

Pour pouvoir préserver, au cours de la propagation, l'état de polarisation d'une onde polarisée suivant une des lignes neutres, des contraintes directionnelles peuvent être provoquées, par exemple par des dopants, ou des contraintes mécaniques dans le coeur de la fibre lors de sa fabrication. Ces fibres à maintien de polarisation, qui possèdent de fortes biréfringences ( $B > 10^{-4}$ ), sont appelées "Panda", "bow-tie" ou "tigre" en raison de leur répartition d'indice [25]. On définit le paramètre de biréfringence comme étant la différence en vitesse de groupe entre les deux ondes polarisées suivant les deux lignes neutres de la fibre biréfringente :

$$\delta = \frac{B}{c} \quad (s.m^{-1}) \quad (1.18)$$

On définit également une longueur de battement  $L_B$ , pour laquelle l'énergie est échangée périodiquement entre les deux modes au cours de la propagation :

$$L_B = \frac{\lambda}{B} \quad (m) \quad (1.19)$$

La figure 1.4 schématise une impulsion polarisée à  $45^\circ$  des axes neutres de la fibre et qui subit une dispersion de polarisation. Il y aura ainsi à la sortie de la fibre un retard entre la composante qui se propage selon l'axe lent, et l'autre composante qui se propage selon



l'axe rapide de la fibre. L'onde en sortie n'est ainsi plus polarisée rectilignement mais elliptiquement.

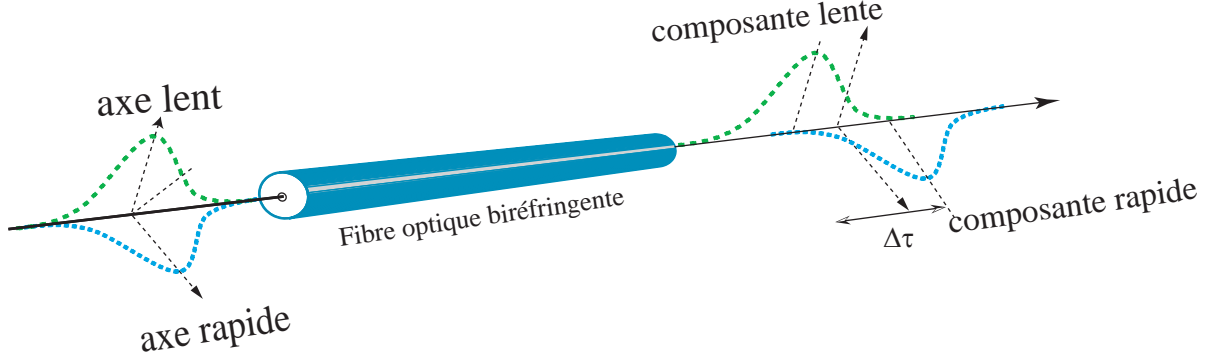


FIG. 1.4 – *Dispersion de polarisation : une impulsion polarisée à 45° se disperse à la sortie de la fibre en raison de la différence de vitesse de groupe entre ses deux composantes qui se propagent selon les deux lignes neutres de la fibre.*

## 1.2 Gestion de la dispersion dans un milieu optique

Nous avons vu précédemment que nous pouvons induire une variation d'indice de groupe entre deux impulsions par des effets linéaires, à savoir la dispersion ou la biréfringence [26]. Nous relierons plus tard cette variation d'indice de groupe à un retard optique. Nous allons montrer maintenant que cette variation d'indice de groupe peut également être induit par des effets non linéaires.

Les caractéristiques dispersives d'un milieu sont parmi les paramètres essentiels produisant un retard optique. Afin de contrôler la vitesse de groupe d'un signal optique, la présence de résonance spectrale dans le matériau est important. Cette résonance provoque une variation rapide d'indice de groupe en fonction de la fréquence optique. De fait, cette variation peut être induite par une bande de gain ou par une bande d'absorption du matériau montrant une fonction de transfert complexe. Suivant les relations de Kramers-Kronig, la partie réelle de l'indice de réfraction  $n_r$  dépendant de la fréquence, est reliée à l'absorption  $\alpha$  à l'intérieur du matériau par [16, 27] :

$$n_r(\omega) = \frac{2}{\pi} p.v. \int d\omega' \frac{\omega' \alpha(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} \quad (1.20)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{-2\omega}{\pi} p.v. \int d\omega' \frac{n_r(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} \quad (1.21)$$

où  $p.v.$  représente la valeur principale de Cauchy. L'analyse de ces deux relations montre qu'une absorption spectralement étroite a tendance à introduire une transition brutale de l'indice de réfraction dans le matériau, qui dans son rôle conduit à une forte dispersion anormale ( $dn/d\omega < 0$ ) associée à une avance optique ou lumière rapide. *A contrario*, une

bande de gain provoque une dispersion normale ( $dn/d\omega > 0$ ) dans le matériau induisant un retard optique ou lumière lente. Cette situation d'une absorption lorentzienne est graphiquement illustrée sur la figure 1.5. La variation brusque de l'indice de réfraction,

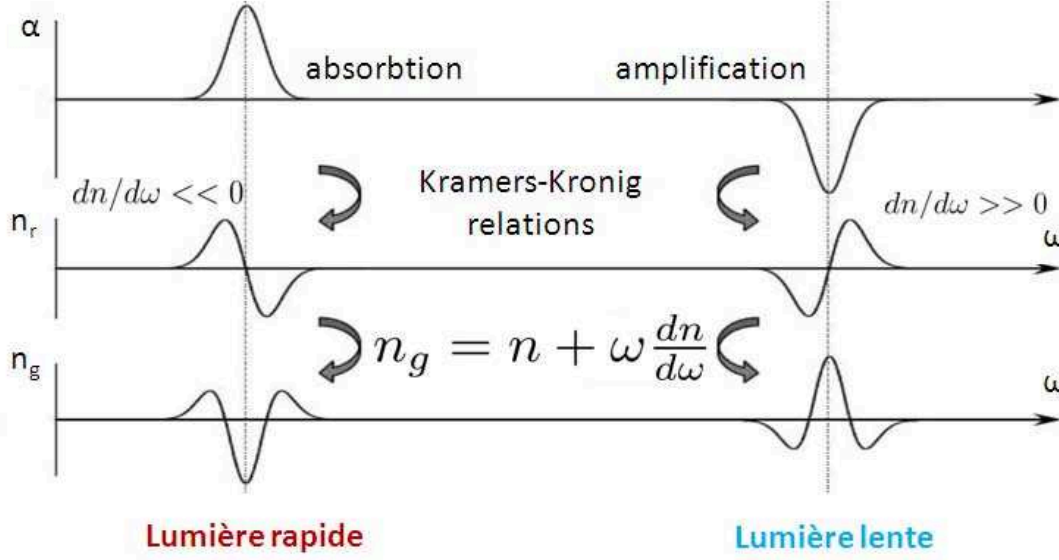


FIG. 1.5 – Relation entre une bande étroite d'absorption (à gauche) ou d'amplification (à droite) et l'indice de réfraction par les relations de Kramers-Kronig. Une forte dispersion aux alentours de la bande d'absorption ou de gain induit respectivement une accélération ou un ralentissement de la lumière, d'après la référence [26].

induisant une forte pente  $dn/d\omega$  dans la valeur absolue, conduit à une forte variation de l'indice de groupe. De ce fait, un fort changement de retard relatif d'une impulsion peut être observé après une propagation dans le matériau. En conséquence, le point clé pour obtenir un retard (une avance) dans un système de lumière lente consiste à trouver des processus physiques fournissant une résonance optique avec des caractéristiques spectrales spécifiques, à savoir une bande étroite et une grande amplitude, conditions essentielles pour obtenir une forte dispersion et donc un fort retard.

## 1.3 Lumière lente et rapide

### 1.3.1 Lumière lente et rapide par oscillation cohérente de population

Dans un milieu qui présente une absorption saturable, lorsqu'une onde pompe interagit avec un signal de fréquence légèrement différente, la population de l'état fondamental oscille dans le temps [28]. La fréquence de cette oscillation correspond à la fréquence de battement entre les deux signaux d'entrée. Le couplage entre la pompe et l'oscillation de

la population résulte dans la réduction de l'absorption du signal. Autrement dit, l'oscillation de population génère une modulation temporelle de la transmission (réseau temporel de transmission) oscillant à la fréquence de battement : cet effet est appelé *CPO* (pour *Coherent Population Oscillation*). L'interaction de la pompe avec ce réseau temporel résulte dans l'amplification du signal par le processus de mélange d'ondes. Cela peut être vu comme étant un trou spectral étroit dans le spectre d'absorption. Cela induit, d'après les relations de Kramers-Kronig, une variation rapide de l'indice de phase autour de la fréquence de résonance conduisant à une forte valeur de l'indice de groupe [29, 30], résultant ainsi à un fort ralentissement de la lumière. Il est également possible d'utiliser le phénomène *CPO* dans un milieu amplificateur où un trou spectral est créé dans le spectre du gain induisant une dispersion anormale et par conséquent une accélération significative de la vitesse de la lumière (*FL*) [31, 32].

Le point clé [30] dans toutes les expériences de lumière lente (*SL*) correspond à la bande passante optimale de modulation, à savoir, en simplifiant, l'inverse du plus court signal subissant l'effet complet de la lumière lente. Avec la technique de *CPO*, cette bande passante est donnée par l'inverse du temps de vie de transition. Les premières expériences basées sur le Ruby, l'Alexandrite et l'Erbium ont conduit à une bande passante très limitée de l'ordre de  $1\text{-kHz}$ . Cela impose que le signal à ralentir ne doit pas être plus court que  $1\text{ ms}$ , ce qui est inapproprié pour des communications à haut-débit, mais néanmoins très efficace pour atteindre des ralentissements extrêmes de quelques dizaines de  $m/s$ .

### 1.3.2 Lumière lente par dispersion matérielle - EIT

Le processus *EIT* (pour *Electromagnetically Induced Transparency*) génère une fenêtre étroite de transparence dans un profil d'absorption [28]. Autrement dit, grâce au processus *EIT*, un milieu opaque devient transparent pour une impulsion signal à une fréquence de résonance de transition du milieu. La fenêtre de transparence obtenue par (*EIT*) induit une dispersion responsable de l'effet de ralentissement de la lumière [33]. La technique *EIT* a été proposée pour la première fois en 1990 par Harris *et al.* [34]. *EIT* a été démontrée dans les vapeurs atomiques [35, 36], dans les cristaux solides [37], dans les semi-conducteurs *QW* (pour *quantum wells*) ainsi que dans les *QD* (pour *quantum dots*) [38, 39]. Des schémas permettant d'obtenir le processus de lumière lente basée sur *EIT* dans les systèmes de fibres optiques ont été proposés dans la référence [40]. *EIT* ainsi que la propagation de la lumière basée sur *EIT* ont été récemment démontrés expérimentalement dans les *PBGF* (pour *hollow-core photonic-bandgap fibers*) remplies de rubidium [41] et d'acétylène [42, 43]. *EIT* présente un réel avantage par rapport à *CPO* : la profondeur de la transparence induite par *EIT* peut se rapprocher de 1 en éliminant l'absorption résiduelle. Néanmoins, la modification spectrale (*spectral reshaping*), ainsi que la dispersion d'ordre trois limite la bande passante de la transmission [44].

---

### 1.3.3 Lumière lente structurelle en utilisant la dispersion du guide

D'autres techniques permettant de ralentir la lumière sont basées sur le fait qu'en présence d'une bande interdite de transmission spectrale, la vitesse de groupe s'annule sur les bords de cette bande [45]. De telles bandes interdites peuvent être créées artificiellement dans des structures présentant des motifs périodiques, telles que des réseaux de Bragg, des résonateurs couplés ou des cristaux photoniques [9]. Ce type de lumière lente est appelée "structurelle", puisque introduite artificiellement dans le matériau par des structures macroscopiques, en contraste avec la lumière "matérielle" induite par des résonances spectrales agissant sur la réponse microscopique de la matière. Ces structures ont l'avantage de pouvoir générer passivement, donc sans apport d'énergie, des retards conséquents, mais sans réelle possibilité de contrôler dynamiquement le retard, celui-ci étant essentiellement figé dans la structure. Concrètement, il est nécessaire de propager le signal à la limite de la bande interdite, ce qui s'accompagne d'effets indésirables tels que des pertes importantes, et le produit "retard  $\times$  bande passante" s'avère en fin de compte en tout point comparable à celui obtenu à l'aide d'une résonance. Des travaux sur la propagation de la lumière dans des fibres à réseaux de Bragg sont présentés dans la référence [46]. Une autre méthode de lumière lente établit sur une fibre moirée en réseaux de Bragg a été proposée [47].

### 1.3.4 Dispersion et conversion de longueur d'onde

Des retards optiques importants peuvent être obtenus par une méthode appelée dispersion et conversion de longueur d'onde [48]. Cette méthode utilise la dispersion de vitesse de groupe d'un guide optique ainsi que la technique de conversion de longueur d'onde. Les impulsions du signal sont converties à une autre fréquence par conversion non linéaire de longueur d'onde, et se propagent ensuite le long d'un guide d'onde fortement dispersif. Puis, les impulsions retardées sont reconverties vers la longueur d'onde originale par un autre moyen de conversion non linéaire de longueur d'onde.

Cette technique a été démontrée pour la première fois dans une fibre optique par Sharping *et al.* [48]. Grâce à cette technique, un retard optique contrôlé d'une impulsion signal de 10 ps de durée a atteint 800 ps en variant la longueur d'onde de la pompe dans un amplificateur paramétrique fibré. Okawachi *et al.* ont simplifié cette technique et un retard maximum de 4.2 ns a été obtenu pour une impulsion de 3.5 ps, correspondant à un retard fractionnaire de 1200 [49]. Comparé aux autres systèmes de lumière lente basés sur la résonance, la méthode de dispersion et de conversion de longueur d'onde a plusieurs avantages :

- Une large gamme de retard contrôlable de ps à ns ainsi qu'un large délai fractionnaire.
- Cette technique peut fonctionner pour une bande passante large et des débits dépassant 10 Gb/s.
- Les impulsions du signal peuvent avoir la même longueur d'onde ainsi que la même bande passante.

En revanche, cette technique est limitée par la vitesse de contrôle des filtres ou la fréquence

de laser de la pompe. Il est également important de bien choisir l'élément dispersif ainsi que la gamme de conversion de longueur d'onde afin de minimiser l'élargissement dispersif temporel et maximiser le retard  $SL$ .

### 1.3.5 Lumière lente induite par diffusions stimulées

La plupart des études sur la lumière lente ou rapide utilisant la diffusion Raman et Brillouin sont issues des années 2000. En effet, en 2002, Liang *et al.* démontrent expérimentalement que la diffusion Raman dans l'hydrogène peut être utilisée pour diminuer la vitesse de groupe d'une impulsion [50]. Suite à cette démonstration, plusieurs auteurs se penchent sur la possibilité de ralentir la lumière dans les fibres optiques. La majorité des méthodes expérimentales utilisent alors la diffusion Brillouin stimulée pour sa largeur de bande de gain étroite ( $\sim 10$  MHz). En 2005, Song *et al.* retardent une impulsion d'une valeur allant de 100 ns à 30 ns dans une fibre optique [8]. Dans une autre étude, ces mêmes auteurs retardent de 150 ns des impulsions de 40 ns en utilisant un réseau de fibre [8] tout en ayant un retard optique proportionnel au gain Brillouin, relation démontrée la même année par Okawachi et ses collaborateurs [51].

Lors de ces précédentes études, il apparaît que la largeur de bande et le gain Brillouin sont deux facteurs limitant le retard maximum atteignable. Un autre axe de recherche, autant théorique qu'expérimental, sur la possibilité de modifier ces deux paramètres est mis en avant. González Herráez *et al.* ont été les premiers à modifier la largeur de gain [52] à une valeur de 325 MHz, puis Zhu jusqu'à 12.6 GHz ; ils arrivent à retarder de 47 ps des impulsions signal de largeur de 75 ps [53], après une étude théorique sur l'influence de la valeur du gain [54]. De son côté, Song montre qu'il est possible de contrôler le processus de lumière lente ou rapide en variant le gain pour atteindre des valeurs entre -10 et 40 ns dans les fibres à base de verres chalcogénures [55].

A la suite de ces nombreuses études sur la modification du gain et de la largeur de bande, un autre axe de recherche sur la lumière lente par diffusion Brillouin est étudié : contrôler le retard sans amplification du signal. En effet, tout comme la diffusion Raman stimulée, la diffusion Brillouin s'accompagne toujours de l'amplification du signal Stokes, ce qui peut être un facteur limitant dans certaines situations. Zhu et Gauthier utilisent alors une double bande de résonance anti-Stokes créant ainsi une bande de résonance, à la manière d'un filtre passe-bande, où une propagation superluminale est possible sans modifier l'amplitude du signal [56]. Chin *et al.* introduisent en 2006 une autre méthode consistant à créer et injecter un signal composite constitué de fréquences centrées sur les fréquences de résonances Stokes et anti-Stokes, limitant ainsi son amplification au cours de sa propagation [57], technique réutilisée par Schneider *et al.* en 2007 [58].

Comparé au cas Brillouin, les bandes de gain Raman dans les fibres optiques silice s'éloignent fortement de la simple lorentzienne et présentent des largeurs nettement plus grandes (la largeur spectrale de gain Raman est  $\sim 10$  THz, à comparer avec la largeur spectrale de gain Brillouin de  $\sim 10$  MHz [23]). Ceci a pour effet de diminuer fortement les retards optiques obtenus. Le ralentissement de la lumière en utilisant la diffusion Raman

---

stimulée peut donc être observé dans les fibres optiques mais avec des impulsions beaucoup plus courtes que dans le cas de la diffusion Brillouin. Ainsi la diffusion Raman est plutôt mise à profit pour retarder des impulsions d'une durée temporelle de l'ordre, voire inférieure, à la  $ps$ . En 2001, Lee utilise un amplificateur en  $Ba(NO_3)_2$  pour retarder de 105  $ps$  une impulsion de largeur temporelle de 90  $ps$  [59]. L'idée de l'amplificateur sera reprise par Sharping *et al.* en 2005 pour contrôler de manière tout optique le retard optique en utilisant des amplificateurs Raman à fibres ; ils obtiennent ainsi un retard optique égal à 85% d'une impulsion de 430 fs [7]. Ces résultats sont toutefois obtenus avec des problèmes liés à la dispersion puisque le retard est très inférieur au retard optique engendré par la dispersion [60]. Du fait de la grande largeur de bande de la diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques, d'autres méthodes doivent être utilisées pour atteindre des retards plus conséquents. En 2005, Dahan et Eisentein démontrent l'existence de lumière lente et de lumière superluminale dans les fibres optiques en couplant les effets non linéaires d'amplification paramétrique et de diffusion Raman [15]. Ce travail sera fortement détaillé dans le chapitre 3 car ses résultats nous serviront de base de comparaison pour nos résultats obtenus dans cette thèse.

## 1.4 Expressions mathématiques du retard optique

Le retard optique de l'impulsion est souvent donné comme une mesure de la performance, la vitesse de groupe ou l'indice de groupe étant des mesures équivalentes. Malheureusement, ces mesures peuvent être peu utiles pour certaines applications. Un retard de 10  $ns$  est important pour une impulsion de 1  $ns$  de durée, mais insignifiant pour une impulsion de 10  $\mu s$ . En conséquence, le retard est généralement accompagné par une mesure de la bande passante réalisable ou par le débit binaire, afin de présenter une évaluation plus complète [28].

### Le retard optique :

La vitesse de groupe  $v_g$  caractérise la distance  $dl$  effectuée en un temps donné  $dt$ . Inversement,  $1/v_g$  caractérise le temps  $dt$  qu'il a fallu pour effectuer la distance  $dl$ . Ainsi, le temps  $dt$  est donné par la relation :

$$dt = \frac{dl}{v_g} = \frac{n_g dl}{c} \quad (1.22)$$

Pour parcourir la distance  $L$  entre les points A et B, le temps mis est égal à :

$$t_{A \rightarrow B} = \int_A^B \frac{n_g}{c} dl \quad (1.23)$$

Si  $n_g$  subit une variation, alors l'écart de temps  $\Delta t$  est égal à :

$$\Delta t_{A \rightarrow B} = \int_A^B \frac{\Delta n_g}{c} dl \quad (1.24)$$

Cette équation, très générale, donne l'expression du retard en fonction de la variation de l'indice de groupe. Il est important de noter que cette variation d'indice de groupe peut

être induite par des processus linéaires (par exemple par la dispersion ou par la biréfringence), ou par des processus non linéaires (par exemple *OPA* dans notre cas). Cette équation analytique nous servira dans nos études et les délais résultants de cette équation seront comparés aux retards obtenus grâce aux simulations numériques de propagation d'impulsions dans les milieux utilisés.

Reprenons notre exemple des deux impulsions dont les fréquences centrales sont séparées de l'écart spectral  $\Omega$ , se propageant dans un milieu dispersif de longueur  $L$  et de paramètre de dispersion  $\beta_2$ . A partir des Eq. 1.16 et 1.24, le retard linéaire obtenu en sortie du milieu dispersif est alors donné par l'expression simple :

$$\Delta t_{Lin} = \beta_2 \Omega L \quad (1.25)$$

Ainsi, la dispersion permet d'induire des retards optiques entre des impulsions de fréquences différentes. Mais ces retards sont fixes et ne peuvent évoluer pour une fibre de longueur et de dispersion données.

De façon similaire, pour un milieu biréfringent de longueur  $L$  et de degré de biréfringence  $\Delta n$ , le retard est simplement donné par la relation :

$$\Delta t_{Lin} = \frac{\Delta n}{c} L \quad (1.26)$$

Comme pour la dispersion, la biréfringence permet d'induire des retards optiques entre des impulsions de polarisations différentes. Mais ces retards sont également fixes et ne peuvent évoluer pour une fibre de longueur et de biréfringence données.

### **Retard optique fractionnaire :**

Le délai fractionnaire ( $T_f$ ) correspond au retard de l'impulsion ( $\Delta t$ ) divisé par la largeur à mi-hauteur (*FWHM*) de l'impulsion ( $T_0$ ). Il est donné par l'expression suivante :

$$T_f = \frac{\Delta t}{T_0} \quad (1.27)$$

Cependant, il ne peut pas être le paramètre unique pour caractériser un système de lumière lente. Un retard fractionnaire de 10 ne donne pas au lecteur toutes les informations tel que le retard d'impulsion ou la largeur d'impulsion. Il est habituellement accompagné d'une mesure de bande passante pour une évaluation plus complète [28].

## **1.5 Application du processus de lumière lente**

### **1.5.1 Application aux télécommunications optiques**

Le phénomène de ralentissement tout optique de la lumière a stimulé un certain engouement dans la recherche internationale, car il est très vite apparu qu'un tel contrôle

---

temporel pouvait permettre d'améliorer substantiellement l'efficacité des réseaux de transmission optique en permettant de stocker temporellement le signal - pour éviter les collisions aux noeuds d'interconnexion - et d'ordonner ainsi judicieusement et efficacement les données transmises. Il s'agit là de la fonction assurée habituellement par les routeurs. Or, ces derniers sont basés sur un traitement électronique des signaux impliquant une coûteuse et lente double conversion opto-électronique. L'ambition des chercheurs était alors de pouvoir les remplacer par une version tout optique rapide et efficace [45].

Les mémoires tout optique fonctionnent, en principe, indépendamment du débit de données et sont donc plus efficaces puisque les données restent dans le domaine optique. Plusieurs schémas de lumière lente ont été démontrés permettant de réaliser un retard optique accordable de plusieurs bits d'informations [61]. La méthode basée sur la conversion de longueur d'ondes par le moyen de mélange à quatre ondes a atteint le plus long retard (environ un délai fractionnaire de 80 [48]). En revanche, cette méthode ayant besoin de puissance, est l'une des plus complexes. Alternativement, les systèmes de lumière lente établis sur des résonances photoniques, réalisés typiquement comme des séries de cavités couplées, sont conceptuellement plus simples et peuvent être intégrés avec d'autres circuits photoniques. Ces systèmes ont atteint des délais de plusieurs bits d'information [62]. En photonique radio fréquence où des signaux de micro- ou millimètre de longueur d'onde sont transmis dans le domaine optique, des retards contrôlables peuvent être utilisés pour synchroniser ou diriger les signaux, comme dans l'application de *phase-array application* d'après la référence [63].

### 1.5.2 Application en optique non linéaire

Puisque naturellement les photons n'interagissent pas fortement avec une matière transparente, des chercheurs utilisent des lasers à forte puissance afin de surmonter cette limitation et induire des réponses non linéaires conséquentes. Néanmoins, lorsqu'une impulsion optique se propage dans un guide d'onde  $SL$ , elle est compressée et sa densité d'énergie est alors augmentée comme illustré dans la figure 1.6. En conséquence, la lumière lente pourrait permettre des progrès spectaculaires dans le domaine d'optique non linéaire en permettant de réaliser des effets considérables avec une puissance plus faible et des lasers plus petits et moins chers [63].

---



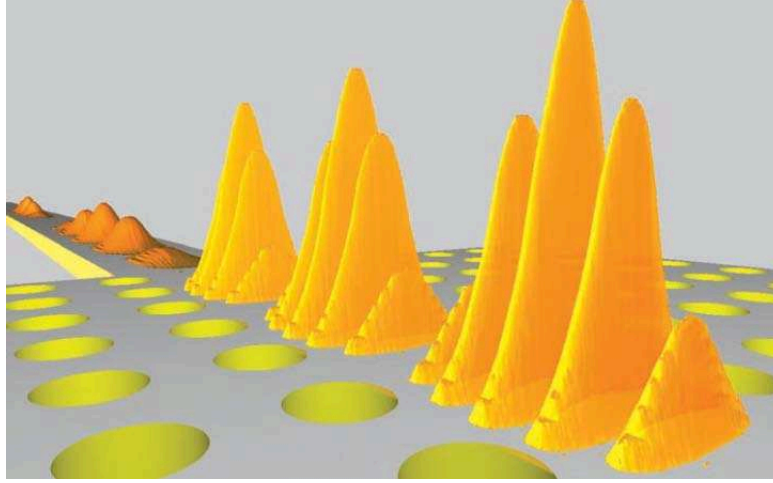


FIG. 1.6 – *Illustration d'intensité SL renforcé, lorsque l'impulsion optique entre dans une guide d'onde cristaux photoniques opérant en régime SL, la longueur de l'impulsion est compressée, ce qui résulte en augmentation d'intensité d'après la référence [63].*

## 1.6 Limitations de la lumière lente

Si l'étroitesse spectrale de la résonance donne la mesure de la force de retardement qu'on va pouvoir induire, elle constitue également le talon d'Achille de la technique. En effet, la transmission en amplitude va filtrer le signal et supprimer les composantes de fréquences élevées, ce qui se concrétise par une distorsion du signal d'autant plus forte que le maximum du gain (absorption) est élevé. Dans la pratique, il est possible de démontrer que quel que soit le degré d'optimisation du système et de la distribution spectrale de la résonance, le produit "retard  $\times$  bande passante" est toujours proche de l'unité. Ce qui signifie que, si la largeur de la bande d'un signal numérique est donnée par l'inverse de la durée d'un bit, il ne va guère être possible de retarder le signal de plus d'un bit en utilisant la technique de la lumière lente. Cette limite fondamentale a anéanti les espoirs de pouvoir bâtir des routeurs tout optiques basés sur ce principe, puisqu'il est normalement requis qu'un tel système puisse stocker un paquet de  $1-kb$  sur toute sa durée. Par contre, cela a stimulé la recherche de solutions alternatives pour générer de longs retards optiques et la découverte d'autres niches d'utilisations pour la lumière lente [45].

Dans ce travail, nous proposons d'utiliser la nature vectorielle de l'amplification paramétrique afin d'induire un retard optique. Nous allons voir que le retard optique sera limité par différents facteurs. En revanche, cette méthode amène à une synchronisation des impulsions Stokes et anti-Stokes caractérisées par différentes fréquences, en accélérant une impulsion et en ralentissant l'autre.

## Chapitre 2

# Effets non linéaires du troisième ordre dans la fibre optique

Dans ce chapitre, on se propose d'introduire les phénomènes d'optique non linéaire du troisième ordre survenant dans les fibres optiques. Ces phénomènes sont a priori d'amplitude plus faible que ceux du deuxième ordre. Ils jouent cependant un rôle très important en optique non linéaire pour deux raisons. Tout d'abord, dans le cas des matériaux centrosymétriques comme la fibre optique, il n'y a pas de non linéarité du second ordre. La non linéarité du troisième ordre correspond alors dans ce cas au premier effet non linéaire observable. La seconde raison est que certains processus du troisième ordre obéissent automatiquement à un accord de phase. Dans ce cas, l'effet de la non linéarité optique pourra se cumuler sur de très grandes distances, voire sur des centaines de kilomètres dans le cas de la propagation d'une impulsion courte le long d'une fibre optique. L'effet sera alors très important et pourra jouer un rôle fondamental sur le profil temporel, spectral et spatial du faisceau après propagation [64].

Ce chapitre s'organise de la façon suivante. Dans un premier temps, nous présenterons la fibre optique de silice. Puis, nous introduirons les différents phénomènes d'optique non linéaires du troisième ordre. Afin de comprendre le fondement de ces phénomènes, nous introduirons successivement les notions de polarisation non linéaire du milieu éclairé par un champ électromagnétique, de réponse moléculaire du milieu (les processus de diffusion stimulée) et de réponse électronique du matériau (effet Kerr optique). Puis, la biréfringence non linéaire sera démontrée dans le cas d'une onde optique polarisée arbitrairement. Ensuite, nous montrerons l'origine du mélange à quatre ondes (*FWM*). Nous démontrerons les équations de Schrödinger non linéaires couplées dans le cas de la propagation de deux ondes de fréquences différentes dans une fibre optique biréfringente. Nous étudierons le processus d'instabilité de modulation dans le cas scalaire et vectoriel. Le cas scalaire correspondra à une onde optique se propageant dans une fibre optique isotrope (non biréfringente) ou une onde optique polarisée selon un axe neutre d'une fibre optique biréfringente. Dans une fibre optique fortement biréfringente, l'instabilité de modulation sera vectorielle (*VMI*). Dans une fibre optique faiblement biréfringente, une autre forme d'instabilité de modulation vectorielle, dénommée instabilité de polarisation, sera examinée (*PMI*). De plus, Nous montrerons le principe de l'amplification paramétrique. En

---

dernier lieu, nous présenterons la méthode de transformation numérique de Fourier par pas divisés que nous appliquerons aux équations de Schrödinger non linéaires couplées dans le cas d'une fibre fortement et faiblement biréfringente, et nous appliquerons également cette méthode pour simuler l'effet Raman.

## 2.1 Fibre optique

Les fibres optiques à saut d'indice sont constituées d'un coeur circulaire de quelques  $\mu m$  de diamètre entouré d'une gaine d'un diamètre beaucoup plus grand (environ 100 fois plus). Une gaine de plastique vient ensuite protéger l'ensemble coeur-gaine. Le principe de guidage de la lumière dans de telles fibres est fondé sur une suite de réflexions totales entre le coeur et la gaine. Pour que la fibre puisse guider la lumière, il faut que l'indice du coeur soit supérieur à l'indice de la gaine. La figure 2.1 représente schématiquement une coupe transversale ainsi que le profil d'indice pour une fibre optique à saut d'indice [23]. Comme le coeur et la gaine sont constitués du même matériau de base, à savoir

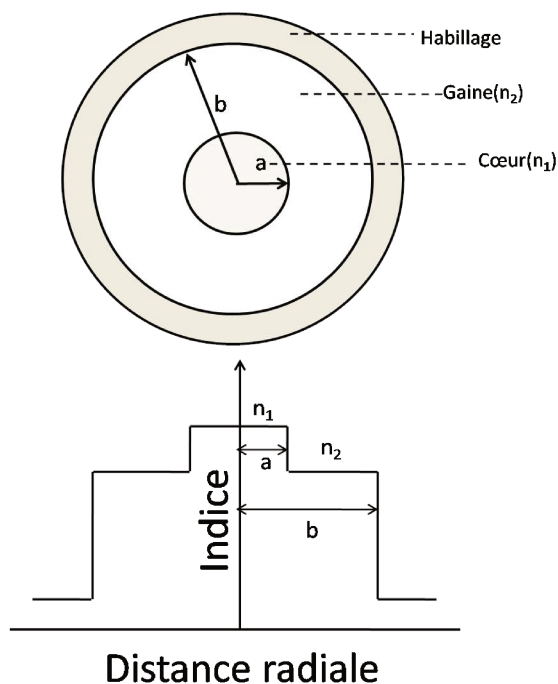


FIG. 2.1 – Illustration schématique de la section transversale d'une fibre à saut d'indice et le profil d'indice de réfraction [23].

de la silice fondue ( $SiO_2$ ), cette différence d'indice de réfraction ( $\Delta n = n_1 - n_2$ ) résulte des dopants incorporés dans le coeur et la gaine. Les concentrations des dopants étant faibles (quelque %),  $\Delta n$  est très faible par rapport à l'indice lui-même ( $\Delta n \ll n_1, n_2$ ). Le coeur est généralement dopé à l'oxyde de germanium ( $GeO_2$ ) ou au phosphore ( $P_2O_5$ ), ce qui augmente son indice de réfraction alors que la gaine est dopée à la fluorine qui diminue l'indice de réfraction [23, 65]. L'un des paramètres importants d'une fibre optique

est sa fréquence normalisée ( $V$ ) qui détermine le nombre de modes de propagation de la lumière supporté par la fibre :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.1)$$

où  $a$  est le diamètre du coeur,  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière dans le vide. Les fibres optiques à saut indice ne supportant qu'un seul mode guidé, appelées fibres unimodales, ont une fréquence normalisée inférieure à 2,405 [23], ce qui implique un diamètre de coeur très petit (quelques micromètres) pour une différence d'indice coeur-gaine de l'ordre de quelques centièmes.

## 2.2 Optique non-linéaire du troisième ordre

### 2.2.1 Polarisation non linéaire

Une fibre étant un matériau diélectrique non magnétique, la propagation d'une onde électromagnétique est décrite dans l'approximation de guidage faible par l'équation [66] :

$$\Delta \mathbf{E}(r, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(r, t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.2)$$

$\mathbf{P}$ , la polarisation totale, comprend deux termes :

$$\mathbf{P}(r, t) = \mathbf{P}_L(r, t) + \mathbf{P}_{NL}(r, t) \quad (2.3)$$

où  $\mathbf{P}_L(r, t)$  et  $\mathbf{P}_{NL}(r, t)$  sont respectivement les parties linéaire et non linéaire de la polarisation, définies par [67] :

$$\mathbf{P}_L(r, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(t - t') \mathbf{E}(r, t') dt' \quad (2.4)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(r, t) = \epsilon_0 \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) \mathbf{E}(r, t_1) \mathbf{E}(r, t_2) \mathbf{E}(r, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (2.5)$$

Ce développement en puissance du champ est justifié car  $|\mathbf{P}_{NL}| \ll |\mathbf{P}_L|$ . De plus le terme d'ordre 2 a été omis car la silice étant centrosymétrique, le tenseur  $\chi^{(2)}$  est nul. Par conséquent, le premier terme non linéaire non nul qui intervient correspond au tenseur  $\chi^{(3)}$  qui sera responsable de tous les phénomènes décrits dans ce chapitre. Nous présentons par la suite des conséquences de ce tenseur  $\chi^{(3)}$  : la réponse moléculaire et la réponse électronique ou l'effet Kerr optique.

### 2.2.2 Les processus de diffusions Raman et Brillouin

#### 2.2.2.1 Diffusion Raman

D'une façon générale, la diffusion Raman est un processus non linéaire résultant de l'interaction entre une onde électromagnétique intense, nommée pompe, et un ensemble de molécules, considérées comme étant des oscillateurs matériels, résonnant à une fréquence  $\Omega_R/2\pi$  [18]. Cette fréquence  $\Omega_R/2\pi$  correspond à un mode de vibrations intra-moléculaires collectives, dit aussi phonon optique. Il résulte de cette interaction lumière/matière un échange d'énergie (voir figure 2.2) :

- Si les molécules sont initialement dans leur état fondamental, un photon pompe à la pulsation  $\omega_p$  produit un photon Stokes de pulsation  $\omega_s$  inférieure ainsi qu'un phonon optique à la pulsation  $\Omega_R = \omega_p - \omega_s$  : c'est la diffusion spontanée Stokes (voir figure 2.2 (a)).
- Si, à contrario, les molécules sont déjà dans un état excité, le processus inverse peut se produire : un photon pompe peut se combiner avec un phonon pour donner naissance à un photon anti-Stokes de pulsation plus élevée  $\omega_{as} = \omega_p + \Omega_R$  : c'est la diffusion spontanée anti-Stokes (voir figure 2.2 (b)).

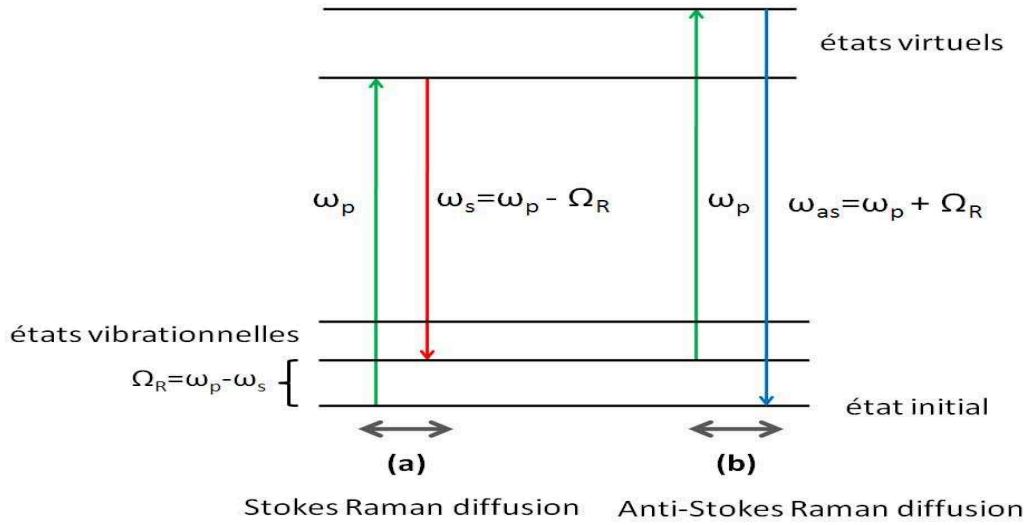


FIG. 2.2 – Principe de diffusion Raman spontanée

Dans le cas où l'onde pompe est suffisamment intense, le processus entre photons et phonons peut entrer en régime stimulé. En effet le temps de vie d'un phonon optique est très court mais le battement temporel entre la pompe et l'onde Stokes (ou anti-Stokes) entretient les molécules à vibrer à la fréquence  $\Omega_R/2\pi$ . Cet entretien stimule le processus de diffusion et entraîne une croissance exponentielle de la puissance de l'onde Stokes. Dans de telles conditions d'amplification, la diffusion Stokes est plus efficace que la diffusion anti-Stokes, qui elle, requiert la présence de phonons. Cette efficacité entraîne que la bande anti-Stokes se trouve sur une bande d'absorption et, par conséquent sera absorbée par la pompe (voir figure 2.3). Le gain Raman en amplitude est donné par l'équation suivante [23] :

$$g_R = -\gamma f_R \Im(\chi_R) \quad (2.6)$$

où  $f_R$  représente la contribution fractionnaire de la réponse Raman retardée à la polarisation non linéaire [23].  $\Im(\chi_R)$  correspond à la partie imaginaire de la susceptibilité d'ordre trois, présentée en trait plein sur la figure 2.4.  $\Re(\chi_R)$  correspond à la partie réelle de la susceptibilité d'ordre trois, présentée en trait pointillé sur la figure 2.4 [68].

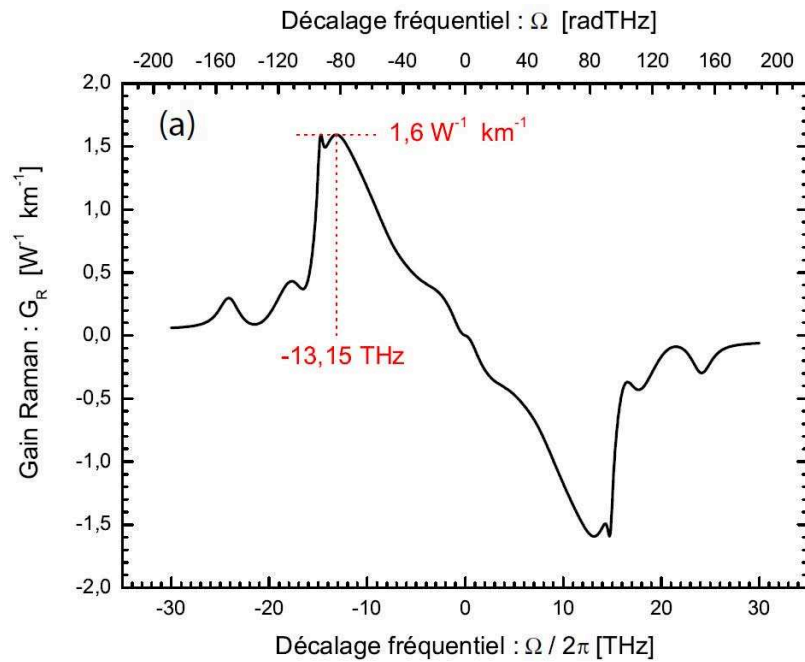


FIG. 2.3 – *Gain Raman en puissance ( $G_R = 2g_R$ ) en fonction du décalage fréquentiel  $\Omega$  par rapport à la fréquence de la pompe, pour une fibre optique de silice. Le gain a été calculé en utilisant la formule 2.6 avec  $\gamma = 3.26 \text{ W}^{-1} \text{ Km}^{-1}$  et  $f_R = 0.18$  [23].*

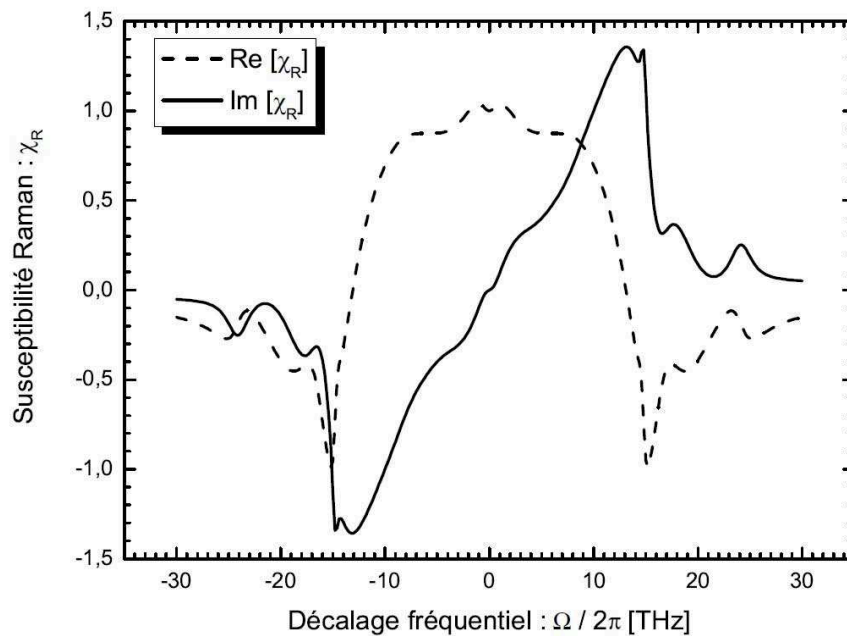


FIG. 2.4 – *Parties réelle  $\chi_R^r = \text{Re}[\chi_R]$  et imaginaire  $\chi_R^i = \text{Im}[\chi_R]$  de la susceptibilité Raman d'une fibre optique de silice [68].*

### 2.2.2.2 Diffusion Brillouin stimulée

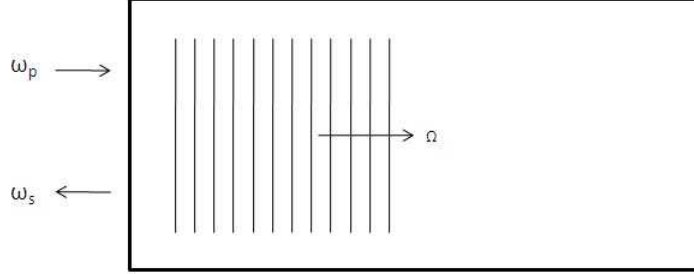


FIG. 2.5 – *Diffusion Brillouin stimulée.*

Dans la configuration la plus simple de la diffusion Brillouin stimulée (*SBS*), deux ondes optiques (une pompe et un signal) se propageant dans des directions opposées dans une fibre optique unimodale, peuvent se coupler avec une onde acoustique longitudinale stimulée par électrostriction (tendance d'un matériau diélectrique à se déformer sous l'effet d'un champ électrique) [?, 69] (voir la figure 2.5). L'interaction n'est efficace que si les deux ondes optiques ont une différence de fréquence appelée fréquence Brillouin correspondante à la fréquence avec l'onde acoustique ( $\Omega = \omega_p - \omega_s$ ). Cette onde acoustique induit un réseau dynamique de Bragg dans le cœur de la fibre, ce réseau diffracte l'onde pompe de fréquence plus élevée vers l'onde signal contra-propagative de fréquence plus basse. Le décalage de Brillouin est déterminé par la vitesse de l'onde acoustique et la longueur d'onde de la lumière dans la fibre. La durée de vie longue des phonons acoustiques dans la silice (environ 10 ns) conduit à une bande de couplage résonante très étroite, qui se traduit par une bande étroite du gain ou de l'atténuation pour les ondes lumineuses qui interagissent [?]. Dans les fibres optiques, la distribution spectrale du gain ou d'atténuation Brillouin correspond à une lorentzienne centrée sur le décalage Brillouin (10-11 GHz à  $\lambda = 1.55\mu m$ ) avec 30 MHz de largeur à mi-hauteur [70]. Comme nous l'avons décrit au chapitre précédent, la diffusion Brillouin stimulée est un moyen très efficace pour réaliser des retards optiques accordables par effet de lumière lente.

### 2.2.3 Réponse électronique : effet Kerr optique

Intéressons nous au cas où un seul faisceau, associé au champ  $E(t)$ , est incident sur le matériau non linéaire. Le champ  $E(t)$  peut être écrit sous la forme complexe suivante :  $E(t) = \frac{1}{2} (\mathcal{E}(t) + \mathcal{E}^*(t))$ . La polarisation non-linéaire du troisième ordre s'écrit alors :

$$\mathcal{P}^{(3)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} E(t)^3 \quad (2.7)$$

$$= \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)}}{8} \left( \mathcal{E}(t)^3 + \mathcal{E}^*(t)^3 + 3\mathcal{E}^*(t)\mathcal{E}(t)^2 + 3\mathcal{E}^*(t)^2\mathcal{E}(t) \right) \quad (2.8)$$

où  $\mathcal{E}$  est le champ complexe,  $\chi^{(3)}$  la susceptibilité d'ordre trois,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide. Les deux premiers termes de l'équation ci-dessus oscillant à la fréquence  $3\omega$  sont

négligeables en supposant que les termes  $\mathcal{E}(t)^3$  n'obéissent pas à la condition d'accord de phase  $3n_\omega\omega = n_{3\omega}(3\omega)$ . En notation complexe, la polarisation non-linéaire se réduit donc à l'expression [64] :

$$\mathcal{P}^{(3)}(t) = \frac{3\epsilon_0\chi^{(3)}}{4} \underbrace{|\mathcal{E}(t)|^2}_{SPM} \mathcal{E}(t) \quad (2.9)$$

On voit que ce terme de polarisation non-linéaire a exactement la même phase que le champ électrique : l'accord de phase est automatiquement vérifié. L'effet de ce terme sur la propagation non-linéaire du champ électrique est appelé auto-modulation de phase (*SPM* for *Self-phase modulation*) ou effet Kerr optique. Limitons nous au cas d'un champ monochromatique. Considérons  $\mathcal{A}$  l'enveloppe lentement variable avec  $z$ , et relié au champ complexe par l'expression  $\mathcal{E}(x, y, z, \omega) = \mathcal{A}(x, y, z, \omega) \exp(i\beta(\omega)z)$ , où  $\beta(\omega) = \frac{n_0(\omega)\omega}{c}$ . Nous pouvons écrire [64] :

$$\frac{d\mathcal{A}}{dz} = \frac{3j\omega\chi^{(3)}}{8n_0c} |\mathcal{A}|^2 \mathcal{A} \quad (2.10)$$

Remarquons que, malgré la non-linéarité optique, l'intensité du faisceau reste constante. Donc,  $|\mathcal{A}(z)| = |\mathcal{A}(0)| = |\mathcal{E}_0(z)|$ . L'équation (2.10) devient :

$$\frac{d\mathcal{A}}{dz} = \frac{3j\omega\chi^{(3)}}{8n_0c} |\mathcal{E}_0|^2 \mathcal{A} \quad (2.11)$$

La solution de l'équation ci-dessus s'obtient immédiatement :

$$\mathcal{A}(z) = \mathcal{A}(0) \exp(j\varphi_{NL}(z)) \quad (2.12)$$

où

$$\varphi_{NL} = \frac{3\omega\chi^{(3)}}{8n_0c} |\mathcal{E}_0|^2 z$$

On remarque que le déphasage non-linéaire  $\varphi_{NL}(z)$  est proportionnel à la densité de puissance,  $I = |\mathcal{E}_0|^2$ , du faisceau lumineux. On l'écrit en général sous la forme :

$$\varphi_{NL}(z) = \frac{\omega}{c} n_2 I z \quad (2.13)$$

où  $n_2$ , quantité proportionnelle à  $\chi^{(3)}$ , est par définition l'indice non-linéaire du matériau et s'exprime en  $m^2/W$ , donné par l'équation :

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \chi^{(3)} \quad (2.14)$$

De plus, on peut écrire la phase non linéaire en fonction du coefficient Kerr  $\gamma$  et de la puissance de pompe ( $P_0 = I.A_{eff}$ ) en remplaçant le coefficient non linéaire  $\gamma$  donné par  $\gamma = n_2\omega/cA_{eff}$  dans l'éq. (2.13)

$$\varphi_{NL}(z) = \gamma P_0 z \quad (2.15)$$

En revenant à l'expression du champ électrique  $\mathcal{E}(z)$ , on voit que celui-ci se met sous la forme :

$$\mathcal{E}(z) = \mathcal{E}(0) \exp\left(j\frac{\omega}{c}(n_0 + n_2 I)z\right) \quad (2.16)$$

Tout se passe comme si l'indice de réfraction du milieu devait être remplacé par la quantité dépendant de l'intensité  $n(I) = n_0 + n_2 I$ .



### 2.2.4 Effet Kerr croisé

Considérons le cas où deux faisceaux de fréquences différentes, appelés pompe et signal, interagissent dans un matériau non linéaire. La polarisation non-linéaire du troisième ordre dans le matériau s'écrit alors [64] :

$$P^{(3)}(\vec{r}, t) = \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)}}{8} \left( \mathcal{E}_p(\vec{r}, t) + \mathcal{E}_p^*(\vec{r}, t) + \mathcal{E}_s(\vec{r}, t) + \mathcal{E}_s^*(\vec{r}, t) \right)^3 \quad (2.17)$$

Le développement de cette expression fait apparaître un grand nombre de termes. Nous nous intéressons uniquement à la propagation du faisceau signal, seuls les termes de la forme  $\mathcal{E}_p \mathcal{E}_p^* \mathcal{E}_s$ ,  $\mathcal{E}_s \mathcal{E}_s^* \mathcal{E}_s$  nous intéressent. En écrivant la polarisation en notation complexe, on obtient :

$$\mathcal{P} = \frac{3\epsilon_0 \chi^{(3)}}{4} \left( \underbrace{|\mathcal{E}_s|^2}_{SPM} + 2 \underbrace{|\mathcal{E}_p|^2}_{XPM} \right) \mathcal{E}_s \quad (2.18)$$

Par analogie entre cette expression et l'éq (2.9), on peut déduire directement l'expression du déphasage non-linéaire du faisceau signal :

$$\varphi_{NL}(z) = \frac{\omega}{c} (n_2 I_s + 2n_2 I_p) z \quad (2.19)$$

Le premier terme correspond à l'effet Kerr optique du faisceau signal (*SPM*), phénomène intervenant même en l'absence du faisceau pompe. Le seconde terme correspond à l'effet Kerr optique induit par le faisceau pompe sur le faisceau signal, appelé effet Kerr croisé ou intermodulation de phase (*XPM*). En pratique, on s'intéressera au cas où le faisceau pompe est plus intense que le faisceau signal ( $I_p \gg I_s$ ), et le second terme alors sera prédominant.

### 2.2.5 Biréfringence non-linéaire

Le champ électrique associé à une onde optique polarisée arbitrairement peut être écrite [23] :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} (\mathbf{e}_1 E_1 + \mathbf{e}_2 E_2) \exp(-i\omega_0 t) + c.c \quad (2.20)$$

où  $E_1$  et  $E_2$  sont les amplitudes complexes des composantes de polarisation d'un champ avec une fréquence porteuse de  $\omega_0$ .  $\mathbf{e}_1$  et  $\mathbf{e}_2$  correspondent aux axes de biréfringence de la fibre. La composante selon l'axe de propagation  $E_z$  est considérée assez petite pour qu'on puisse l'ignorer.

La partie non-linéaire de la polarisation induite est obtenue en remplaçant l'équation ci-dessus dans l'équation suivante :

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (2.21)$$

avec : correspond au produit tensoriel à trois dimensions. En général, la susceptibilité d'ordre trois est un tenseur de quatrième rang avec 81 éléments. Dans un milieu isotrope

comme le verre de silice, seulement trois éléments sont indépendants l'un de l'autre, et la susceptibilité d'ordre trois peut être écrite en fonction des autres comme (chapitre 4 dans la référence [69]) :

$$\chi_{ijkl}^{(3)} = \chi_{1122}^{(3)} \delta_{ij} \delta_{kl} + \chi_{1212}^{(3)} \delta_{ik} \delta_{jl} + \chi_{1221}^{(3)} \delta_{il} \delta_{jk} \quad (2.22)$$

où  $\delta_{ij}$  est le delta de Kronecker défini comme étant  $\delta_{ij} = 1$  lorsque  $i = j$  et nul dans les autres cas. En utilisant cette équation dans l'éq.(2.21), la polarisation non-linéaire peut être écrite comme :

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} (\mathbf{e}_1 P_1 + \mathbf{e}_2 P_2) \exp(-i\omega_0 t) + c.c \quad (2.23)$$

avec  $P_1$  et  $P_2$  donnés par :

$$P_i^{NL} = \frac{3\epsilon_0}{4} \sum_j \left( \chi_{1122}^{(3)} E_i E_j E_j^* + \chi_{1212}^{(3)} E_j E_i E_j^* + \chi_{1221}^{(3)} E_j E_j E_i^* \right) \quad (2.24)$$

où  $i, j = 1$  ou  $2$  pour la polarisation suivant  $e_1$  ou  $e_2$ . A partir de l'éq. (2.22), nous pouvons obtenir la relation :

$$\chi_{1111}^{(3)} = \chi_{1122}^{(3)} + \chi_{1212}^{(3)} + \chi_{1221}^{(3)} \quad (2.25)$$

Les grandeurs relatives de trois termes de l'éq. (2.25) dépendent des mécanismes physiques contribuant à  $\chi^{(3)}$ . Dans le cas des fibres de silice, la contribution dominante est d'origine électronique [71], et les trois termes de droite de l'éq. (2.25) ont presque la même valeur. En les supposant identiques, les composantes de polarisation  $P_1$ ,  $P_2$  dans l'éq. (2.24) prennent la forme :

$$P_1^{NL} = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{1111}^{(3)} \left[ \left( |E_1|^2 + \frac{2}{3} |E_2|^2 \right) E_1 + \frac{1}{3} (E_1^* E_2) E_2 \right] \quad (2.26)$$

$$P_2^{NL} = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{1111}^{(3)} \left[ \left( |E_2|^2 + \frac{2}{3} |E_1|^2 \right) E_2 + \frac{1}{3} (E_2^* E_1) E_1 \right] \quad (2.27)$$

Les derniers termes dans les équations (2.26,2.27) conduisent au mélange à quatre ondes dégénéré discuté plus tard. La contribution non-linéaire  $\Delta n_1$  à l'indice de réfraction est gouvernée par le terme proportionnel à  $E_1$  dans l'éq.(2.26). En écrivant la relation  $P_j = \epsilon_0 \epsilon_j^{NL} E_j$  et en utilisant la relation :

$$\epsilon_j = \epsilon_j^L + \epsilon_j^{NL} = \left( n_j^L + \Delta n_j \right)^2 \quad (2.28)$$

où  $n_j^L$  est la partie linéaire de l'indice de réfraction ( $j = e_1$  ou  $e_2$ ). Les contributions non-linéaires  $\Delta n_1$  et  $\Delta n_2$  sont données par :

$$\Delta n_1 = n_2 \left( |E_1|^2 + \frac{2}{3} |E_2|^2 \right) \quad (2.29)$$

$$\Delta n_2 = n_2 \left( |E_2|^2 + \frac{2}{3} |E_1|^2 \right) \quad (2.30)$$

Les premiers termes dans les équations (2.29) et éq.(2.30) sont responsables de l'auto-modulation de phase *SPM* (effet Kerr), les seconds termes résultent de la modulation

de phase croisée, puisque le décalage non-linéaire de phase subi par une composante de polarisation dépend de l'intensité de l'autre composante de polarisation. La présence de ce terme induit un couplage non-linéaire entre les composantes  $E_1$ ,  $E_2$ . Les contributions  $\Delta n_1$ ,  $\Delta n_2$  ne sont pas identiques dans le cas général où  $E_1 \neq E_2$ , et alors induisent une biréfringence non-linéaire dont l'amplitude dépend de l'intensité et de la polarisation de la lumière incidente, et donc de l'amplitude des champs  $E_1$  et  $E_2$ .

### 2.2.6 Origine du mélange à quatre ondes

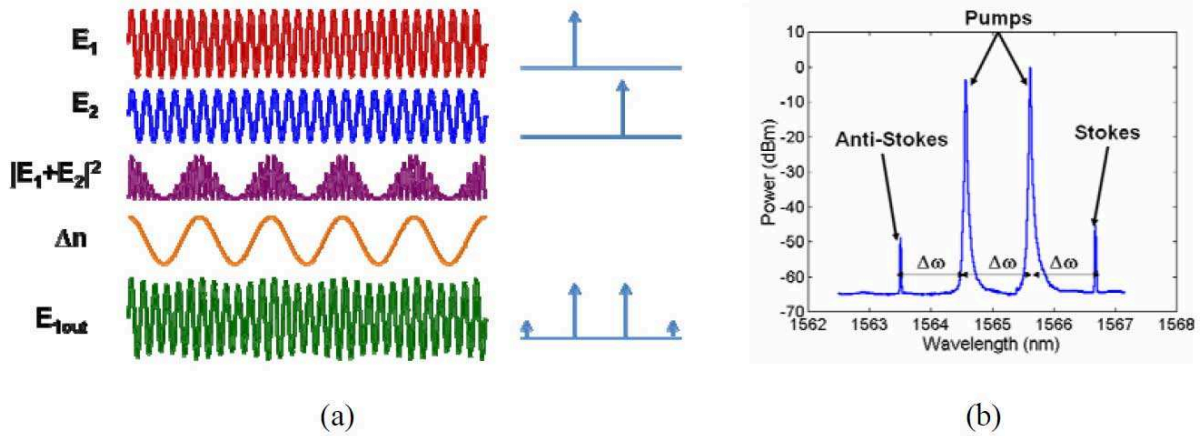


FIG. 2.6 – (a) Une explication de l'effet de mélange à quatre ondes (FWM), (b) Le spectre d'une expérience simple de FWM dans une fibre à dispersion décalée [72].

La non-linéarité d'ordre trois permet la génération de composantes de nouvelles fréquences lorsque deux ondes (ou plus) de différentes fréquences existent dans la fibre optique [73]. Cet effet est généralement appelé mélange à quatre ondes (FWM). Une explication de l'effet de FWM est présentée dans la figure 2.6. Lorsque deux faisceaux  $E_1$ ,  $E_2$  sont combinés dans la fibre optique, l'interférence entre ces deux faisceaux génère un battement temporel d'intensité à la fréquence  $\omega_1 - \omega_2$ . Cette variation d'intensité induit grâce à l'effet Kerr un réseau d'indice de réfraction dans la fibre, ce qui résulte en une faible modulation de phase sur les deux champs  $E_1$ ,  $E_2$ . En pratique, une faible modulation de phase sur  $E_1$  génère deux bandes latérales sur les deux côtés de  $\omega_1$ . Cela crée une contribution à la fréquence  $\omega_2$  ainsi qu'à la fréquence  $2\omega_1 - \omega_2$ . Le même processus appliqué au champ  $E_2$  génère une contribution à la fréquence  $\omega_1$  ainsi qu'à la fréquence  $2\omega_2 - \omega_1$ .

## 2.3 Équations de Schrödinger non linéaires couplées (CNLS)

Cette étude théorique est tirée de la Réf. [66]. Dans un premier temps, nous considérons le cas de la propagation de deux ondes de fréquences différentes dans une fibre biréfringente pour laquelle les pertes et la diffusion Raman sont négligées. Cette approximation est complètement justifiée avec des fibres de faible longueur et pour des différences de longueur d'onde faible. Le champ électromagnétique  $E(r, t)$  se décompose donc sur chaque axe de la fibre comme suit :

$$E(r, t) = \frac{1}{2} [E_1(r, t) \exp(-j\omega_1 t) \mathbf{e}_1 + E_2(r, t) \exp(-j\omega_2 t) \mathbf{e}_2] + c.c. \quad (2.31)$$

où  $e_i (i=1,2)$  sont les vecteur unitaires des axes principaux de la fibre,  $\omega_i$  est la fréquence de l'onde polarisée suivant l'axe  $e_i$ .  $E_1$  et  $E_2$  sont les amplitudes des enveloppes du champ selon les deux axes de la fibre et varient faiblement avec le temps. Cette approximation est valable lorsque la largeur temporelle des impulsions (quelque  $ns$ ) est très grande devant la période des ondes. Les effets transverses comme la diffraction ne jouant aucun rôle dans le cas d'une fibre optique, l'amplitude de l'enveloppe peut s'écrire sous la forme :

$$E_i(r, t) = A_i(z, t) \psi_i(x, y) \exp[j(\beta_{0,i} z - \omega_i t)] \quad (2.32)$$

où  $\beta_{0,i}$  est le nombre d'onde de l'onde  $\omega_i$  polarisée selon  $e_i$ .  $A_i(z, t)$  et  $\psi_i(x, y)$  représentent respectivement l'amplitude de l'onde et la répartition transverse du champ. Grâce au changement de variable :

$$F_i(r, t) = (\alpha_i N_i)^{-\frac{1}{2}} A_i(r, t), \quad (2.33)$$

Les carrés des modules des variables  $F_i$  donnent directement la puissance ( $[|F_i|^2] \equiv W$ ), avec  $\alpha_i = \frac{1}{2} n_i \epsilon_0 c$ ,  $n_i$  correspondant à l'indice de réfraction à la fréquence  $\omega_i$ , et  $N_i = \int \int \psi_i^2(x, y) dx dy$ . L'expression (2.32) dans l'espace de Fourier s'écrit :

$$E_i(r, \omega - \omega_i) = A_i(z, \omega - \omega_i) \psi_i(x, y) \exp[j\beta_{0,i} z] \quad (2.34)$$

soit :

$$E_i(r, \omega - \omega_i) = (\alpha_i N_i)^{\frac{1}{2}} F_i(z, \omega - \omega_i) \psi_i(x, y) \exp(j\beta_{0,i} z) \quad (2.35)$$

En ignorant la dérivée seconde de  $F_i$  en fonction de  $z$ , la dérivée seconde du champ s'écrit :

$$\frac{\partial^2 E_i(r, \omega - \omega_i)}{\partial z^2} = (\alpha_i N_i)^{\frac{1}{2}} \psi_i(x, y) e^{\theta_i} \left[ 2j\beta_{0,i} \frac{\partial F_i(z, \omega - \omega_i)}{\partial z} - \beta_{0,i}^2 F_i(z, \omega - \omega_i) \right] \quad (2.36)$$

où  $\theta_i = j(\beta_{0,i} z)$ . La transformée de Fourier de la double dérivée temporelle du champ électrique  $E_i$  s'écrit :

$$TF \left[ \frac{\partial^2 E_i(r, t)}{\partial t^2} \right] = -\omega_i^2 (\alpha_i N_i)^{\frac{1}{2}} \psi_i(x, y) e^{\theta_i} F_i(z, \omega - \omega_i) \quad (2.37)$$

Par ailleurs, nous avons :

$$P_L(r, \omega - \omega_i) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(r, \omega - \omega_i) \quad (2.38)$$

Les transformées de Fourier des doubles dérivées temporelles de  $P_L$  et  $P_{NL}$  s'écrivent :

$$TF \left[ \frac{\partial^2 P_L(r, t)}{\partial t^2} \right] = -\epsilon_0 \chi^{(1)} \omega_i^2 (\alpha_i N_i)^{\frac{1}{2}} \psi_i(x, y) e^{\theta_i} F_i(\omega - \omega_i) \quad (2.39)$$

$$TF \left[ \frac{\partial^2 P_{NL}(r, t)}{\partial t^2} \right] = -\omega^2 (P_{NL}(\omega))_i \quad (2.40)$$

Au final, en incluant les expressions (2.36, 2.37, 2.39, 2.40) dans les transformées de Fourier des équations temporelles (2.2, 2.3) :

$$\sqrt{\alpha_i N_i} \left[ -2j\beta_{0,i} \frac{\partial F_i(z, \omega - \omega_i)}{\partial z} + \left( \beta_{0,i}^2 - \frac{\omega_i^2}{c^2} (1 + \chi^{(1)}) \right) F_i(z, \omega - \omega_i) \right] \psi_i e^{j\theta_i} = \mu_0 \omega^2 (P_{NL}(\omega))_i \quad (2.41)$$

Comme le nombre d'onde  $\beta_i$  est défini par :

$$\beta_i = \frac{\omega_i}{c} (1 + \chi^{(1)})^{\frac{1}{2}} \quad (2.42)$$

et que  $\beta_i^2 - \beta_{0,i}^2 \approx 2\beta_{0,i}(\beta_i - \beta_{0,i})$ , on aboutit à :

$$\sqrt{\alpha_i N_i} \left( \frac{\partial F_i(z, \omega - \omega_i)}{\partial z} - j(\beta_i - \beta_{0,i}) F_i(\omega - \omega_i) \right) \psi_i e^{\theta_i} = j \frac{\mu_0 \omega^2}{2\beta_{0,i}} (P_{NL}(\omega))_i \quad (2.43)$$

En développant en fréquence le nombre d'onde  $\beta_i$  autour de la fréquence de l'onde  $\omega_i$  comme une série en puissance de  $(\omega - \omega_i)$

$$\beta_i \approx \beta_{0,i} + \beta_{1i}(\omega - \omega_i) + \frac{1}{2}\beta_{2i}(\omega - \omega_i)^2 \quad (2.44)$$

Nous obtenons :

$$\sqrt{\alpha_i N_i} \left( \frac{\partial F_i(\omega - \omega_i)}{\partial z} - j \left( \beta_{1i}(\omega - \omega_i) + \frac{1}{2}\beta_{2i}(\omega - \omega_i)^2 \right) F_i(\omega - \omega_i) \right) \psi_i e^{\theta_i} = j \frac{\mu_0 \omega^2}{2\beta_{0,i}} (P_{NL}(\omega))_i \quad (2.45)$$

En revenant dans l'espace temporel, nous trouvons :

$$\sqrt{\alpha_i N_i} \left( \frac{\partial F_i(r, t)}{\partial z} + \beta_{1i} \frac{\partial F_i(r, t)}{\partial t} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 F_i(r, t)}{\partial t^2} \right) \psi_i e^{\theta_i} = -j \frac{\mu_0}{2\beta_{0,i}} \frac{\partial^2 (P_{NL}(r, t))_i}{\partial t^2} \quad (2.46)$$

Dans un milieu quelconque, la polarisation non linéaire s'exprime par :

$$(P_{NL}(\omega_i))_i = \frac{3\epsilon_0}{2q!} \sum_{\substack{jkl \\ \omega_i = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3}} \chi_{jkl}^{(3)}(-\omega_i, \omega_1, \omega_2, \omega_3) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) E_l^*(\omega_3) \quad (2.47)$$

où  $q$  est le nombre de fréquences identiques parmi toutes les fréquences du système  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  et  $\omega_3$  [67, 69].  $i$  est l'axe de la polarisation non linéaire  $\mathbf{e}_1$  ou  $\mathbf{e}_2$ . Les polarisations non linéaires  $(P_{NL})_1$  selon l'axe  $\mathbf{e}_1$  s'écrivent :

$$(P_{NL}(\omega_1))_1 = \frac{3\epsilon_0}{4} \left( \chi_{1111}^{(3)} |E_1|^2 E_1 + \chi_{1122}^{(3)} |E_2|^2 E_1 + \chi_{1212}^{(3)} |E_2|^2 E_1 \right) \quad (2.48)$$

$$(P_{NL}(2\omega_2 - \omega_1))_1 = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{1221}^{(3)} E_2^2 E_1^* \quad (2.49)$$

Puisque la fibre est un milieu isotrope, les différents éléments du tenseur  $\chi^{(3)}$  satisfont la relation [23] :

$$\chi_{1111}^{(3)} = \chi_{1122}^{(3)} + \chi_{1212}^{(3)} + \chi_{1221}^{(3)} \quad (2.50)$$

La contribution dominante de la non linéarité étant d'origine électronique dans les fibres optiques, les trois termes ont quasiment la même valeur et correspond à  $\chi_{1111}$ . L'expression de la polarisation (2.48), (2.49) devient alors :

$$(P_{NL}(\omega_1))_1 = \chi \left( |E_1|^2 + \frac{2}{3}|E_2|^2 \right) E_1 \quad (2.51)$$

$$(P_{NL}(2\omega_2 - \omega_1))_1 = \frac{1}{3}\chi E_2^2 E_1^* \quad (2.52)$$

avec  $\chi = 3\epsilon_0\chi_{1111}^{(3)}/4$ . De même, l'autre composante s'écrit :

$$(P_{NL}(\omega_2))_2 = \chi \left( |E_2|^2 + \frac{2}{3}|E_1|^2 \right) E_2 \quad (2.53)$$

$$(P_{NL}(2\omega_2 - \omega_1))_2 = \frac{1}{3}\chi E_1^2 E_2^* \quad (2.54)$$

Dans le domaine temporel, la polarisation non linéaire s'écrit donc :

$$(P_{NL}(r, t))_1 = \chi \left[ \left( |E_1|^2 + \frac{2}{3}|E_2|^2 \right) E_1 e^{-j\omega_1 t} + \frac{1}{3}E_2^2 E_1^* e^{-j(2\omega_2 - \omega_1)t} \right] \quad (2.55)$$

$$(P_{NL}(r, t))_2 = \chi \left[ \left( |E_2|^2 + \frac{2}{3}|E_1|^2 \right) E_2 e^{-j\omega_2 t} + \frac{1}{3}E_1^2 E_2^* e^{-j(2\omega_1 - \omega_2)t} \right] \quad (2.56)$$

En remplaçant l'expression de  $(P_{NL}(r, t))_i$  dans l'équation (2.46) et après avoir intégré sur la répartition spatiale des modes de la fibre, on arrive finalement à :

$$\left( \frac{\partial F_1}{\partial z} + \beta_{11} \frac{\partial F_1}{\partial t} + j \frac{\beta_{21}}{2} \frac{\partial^2 F_1}{\partial t^2} \right) = j n_2 \beta_0 \left[ \left( f_{11}|F_1|^2 + \frac{2}{3}f_{22}|F_2|^2 \right) F_1 + \frac{1}{3}f_{12}F_2^2 F_1^* e^{-2j(\Delta\beta_0 z - \Delta\omega t)} \right] \quad (2.57)$$

$$\left( \frac{\partial F_2}{\partial z} + \beta_{12} \frac{\partial F_2}{\partial t} + j \frac{\beta_{22}}{2} \frac{\partial^2 F_2}{\partial t^2} \right) = j n_2 \beta_0 \left[ \left( f_{22}|F_2|^2 + \frac{2}{3}f_{11}|F_1|^2 \right) F_2 + \frac{1}{3}f_{21}F_1^2 F_2^* e^{+2j(\Delta\beta_0 z - \Delta\omega t)} \right] \quad (2.58)$$

où  $\beta_0$  est le nombre d'onde dans le vide,  $\Delta\beta_0 = \beta_{0,1} - \beta_{0,2}$ ,  $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ ,  $\beta_{1i}^{-1}$  correspond à la vitesse de groupe pour le mode  $i$ , et  $\beta_{2i}$  est le coefficient de dispersion chromatique correspondant. Il est important de noter qu'en prenant la dérivée seconde de  $(P_{NL}(r, t))_i$  par rapport au temps (c.f. équation (2.46)), les dérivées première et seconde des termes du type  $|F|^2 F$  ont été ignorées. La dérivée première correspond à un phénomène connu sous le nom d'auto-raïdissement ou "self-steeping" qui se manifeste uniquement avec des impulsions dont la durée est inférieure à 100 fs [23]. Avec des impulsions courtes, les vitesses de groupe au centre et sur les bords de l'impulsion sont différentes [23, 74, 75] conduisant ainsi à une déformation de l'enveloppe temporelle qui devient de plus en plus asymétrique au cours de la propagation et à un déplacement du sommet de l'impulsion vers le front descendant [76, 77]. La simplification de la dérivée seconde est justifiée par

l'approximation dite de l'enveloppe lentement variable. En pratique, les coefficients de dispersion pour les deux axes principaux de la fibre sont quasiment identiques. Par conséquent, nous prendrons dans la suite la même valeur pour les  $\beta_{2i}$  et cette valeur sera notée  $\beta_2$ . Le coefficient  $f_{12}$ , qui est l'intégrale de recouvrement, est défini par :

$$f_{12} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_1(x, y)|^2 |\psi_2(x, y)|^2 dx dy}{\left[ \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_1(x, y)|^2 dx dy \right] \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_2(x, y)|^2 dx dy \right]} \quad (2.59)$$

Le coefficient  $f_{21}$  est défini par la relation précédente en changeant les indices 1 et 2. Dans tout le travail présenté dans ce manuscrit, comme les deux champs  $E_1$ ,  $E_2$  correspondent soit à deux ondes de fréquences identiques, soit à deux ondes de fréquences voisines, les distributions transverses peuvent donc être considérées comme identiques :

$$f_{11} = f_{22} = f_{12} = \frac{1}{A_{eff}} \quad (2.60)$$

où  $A_{eff}$  est appelée aire effective de la fibre. Dans ce cas, les équations (2.57), (2.58) se simplifient et donnent :

$$\left( \frac{\partial F_1}{\partial z} + \beta_{11} \frac{\partial F_1}{\partial t} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 F_1}{\partial t^2} \right) = j\gamma \left[ \left( |F_1|^2 + \frac{2}{3} |F_2|^2 \right) F_1 + \frac{1}{3} F_2^2 F_1^* e^{+2j(\Delta\beta_0 z - \Delta\omega t)} \right] \quad (2.61)$$

$$\left( \frac{\partial F_2}{\partial z} + \beta_{12} \frac{\partial F_2}{\partial t} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 F_2}{\partial t^2} \right) = j\gamma \left[ \left( |F_2|^2 + \frac{2}{3} |F_1|^2 \right) F_2 + \frac{1}{3} F_1^2 F_2^* e^{-2j(\Delta\beta_0 z - \Delta\omega t)} \right] \quad (2.62)$$

où  $\gamma = n_2 \beta_0 / A_{eff}$  est le coefficient non-linéaire. Pour plus de commodités, il est utile de se placer dans un repère se déplaçant à la vitesse de groupe moyenne entre les vitesses de groupe de chaque composante du champ. Dans ce repère, les équations de Schrödinger non linéaires couplées (2.61, 2.62) s'écrivent :

$$\left( \frac{\partial F_1}{\partial z} - \frac{\delta}{2} \frac{\partial F_1}{\partial \tau} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 F_1}{\partial \tau^2} \right) = j\gamma \left[ \left( |F_1|^2 + \frac{2}{3} |F_2|^2 \right) F_1 + \frac{1}{3} F_2^2 F_1^* e^{+2j(\Delta\beta_0 z - \Delta\omega \tau)} \right] \quad (2.63)$$

$$\left( \frac{\partial F_2}{\partial z} + \frac{\delta}{2} \frac{\partial F_2}{\partial \tau} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 F_2}{\partial \tau^2} \right) = j\gamma \left[ \left( |F_2|^2 + \frac{2}{3} |F_1|^2 \right) F_2 + \frac{1}{3} F_1^2 F_2^* e^{-2j(\Delta\beta_0 z - \Delta\omega \tau)} \right] \quad (2.64)$$

avec

$$\tau = t - z \left[ \frac{1}{2} (\beta_{11} + \beta_{12}) \right] \quad (2.65)$$

$$\delta = \beta_{12} - \beta_{11} \quad (2.66)$$

Il est important de noter que les indices 1 et 2 peuvent se référer indifféremment aux axes rapide et lent de la fibre. Il suffit en effet de changer le signe de  $\delta$  pour intervertir la désignation des axes.

Ces équations de propagation non linéaire sont connues sous le nom d'équations de Schrödinger non linéaires couplées. Lorsque les valeurs de  $\beta_{11}$  et  $\beta_{12}$  sont différentes ( $\delta \neq 0$ ), les deux ondes ont alors des vitesses de groupe différentes, ce qui va conduire à séparer temporellement ces deux ondes au cours de leur propagation. Par conséquent, ces deux ondes

ne pourront interagir que sur une longueur finie dite "*walk-off*" définie par  $L_w = T_0/|\delta|$  où  $T_0$  est la largeur à mi-hauteur des impulsions laser [23]. Avec des impulsions de quelques *ns*, la longueur de "*walk-off*" est très grande et dans ce cas la longueur d'interaction correspond à la longueur de la fibre.

Le terme en  $\beta_2$  caractérise les effets de dispersion de la fibre, qui se manifestent par un élargissement temporel de toute l'impulsion laser se propageant dans la fibre. De même que pour le "*walk-off*", on peut définir une longueur de dispersion qui s'exprime par [23] :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.67)$$

Cette longueur de dispersion correspond à la longueur de propagation nécessaire pour que la largeur temporelle  $T_0$  soit multipliée par  $\sqrt{2}$ . Par exemple, les impulsions, qui ont une largeur d'environ 4 *ns*, et avec une dispersion typique de 60  $ps^2km^{-1}$ ,  $L_D$  est égale à 4400 *km*, ce qui est largement supérieur aux longueurs des fibres utilisées. Il est important de noter que bien que la dispersion n'ait aucun effet sur la largeur temporelle de nos impulsions (d'ordre de *ns*), nous verrons que les effets dispersifs sont nécessaires à l'apparition de l'instabilité modulationnelle.

## 2.4 L'instabilité de modulation (MI)

L'instabilité de modulation (MI) est un phénomène non linéaire, qui intervient lorsque l'état stable d'un champ électromagnétique devient instable. La MI est due à l'interaction entre la dispersion anormale et la non linéarité Kerr dans le cas scalaire (voir sec :2.4.1) [72], ou entre la dispersion normale ou anormale et la biréfringence avec la non linéarité Kerr dans le cas de fibre fortement biréfringente (cas vectoriel voir sec :2.4.2), ou dans le cas d'une fibre faiblement biréfringente (cas vectoriel voir sec : 2.4.3) [66]. La MI basée sur l'effet Kerr se manifeste comme une amplification d'une petite perturbation qui peut tendre vers la génération d'un train d'impulsions. Dans le domaine fréquentiel, il s'exprime par la génération des bandes latérales (Stokes et anti-Stokes) autour d'une fréquence centrale du champ continu quasi-monochromatique. Le processus d'instabilité de modulation peut être décrit mathématiquement par l'analyse de stabilité linéaire de la solution des équations de Schrödinger non linéaires, correspondant au champ continu [72].

### 2.4.1 Instabilité de modulation scalaire dû à l'auto-modulation de phase

Comme l'instabilité de modulation scalaire (SMI) est un phénomène qui ne concerne qu'un seul état de polarisation de la lumière, on peut supposer que le champ est complètement polarisé selon un des axes optiques d'une fibre biréfringente, par exemple l'axe  $\mathbf{e}_1$ , ou que la fibre est parfaitement isotrope et ne présente pas d'axe privilégié en polarisation. Aussi bien l'onde de pompe que les nouveaux photons créés sont supposés polarisés linéairement dans cette direction et les interactions avec le champ polarisé dans la direction orthogonale sont ignorées. Dans ce cas, l'équation non-linéaire de Schrödinger (voir éq.



2.61) peut être écrite comme le suivant avec  $(F = F_1, F_2 = 0)$  ou  $(F = F_2, F_1 = 0)$  [78] :

$$\frac{\partial F}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial F}{\partial t} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} = j\gamma |F|^2 F \quad (2.68)$$

où  $F$  représente l'enveloppe du paquet d'ondes polarisé selon l'axe  $\mathbf{e}_1(\mathbf{e}_2)$ ,  $z$  l'axe de propagation. Supposons que le champ de l'onde injecté est un champ cohérent monochromatique de pulsation  $\omega_0$ . Comme, par définition, une onde continue ne dépend pas du temps, il faut donc d'abord chercher une solution de l'équation (2.68) privée de ses dérivées temporelles. On peut alors écrire la solution suivante :

$$F(z, t) = F_0 \exp(j\gamma P_0 z) \quad (2.69)$$

où  $F_0(t) = \sqrt{P_0} \exp[-j(\omega_0 t - \beta_0 z)]$  est le champ à l'entrée de la fibre (pompe),  $P_0 = |F_0|^2$  est la puissance optique injectée. De par l'effet de modulation de phase (voir sec :2.2.3), le champ accumule pendant sa propagation dans la fibre une phase d'origine non linéaire  $\Phi_{NL} = \gamma P_0 z$  (voir éq. (2.69)). La constante de la propagation du champ devient alors :  $\kappa_0 = \beta_0 + \gamma P_0$ .

L'analyse de stabilité linéaire consiste à chercher les conditions pour qu'une onde continue ou quasi-continue soit instable lorsque celle-ci est légèrement modifiée par une perturbation extérieure. Lorsque l'état stationnaire est instable, la perturbation s'amplifie au cours de propagation dans la fibre. Donc, afin d'étudier la stabilité de la solution éq. (2.69), il suffit alors d'injecter dans l'éq. (2.68) l'ansatz :

$$F(z, t) = \left( \sqrt{P_0} + a(z, t) \right) \exp[-j(\omega_0 t - \beta_0 z)] \exp(j\gamma P_0 z) \quad (2.70)$$

où  $a(z, t)$  représente la perturbation de la solution cohérente éq. (2.69). On obtient au premier ordre au a :

$$\frac{\partial a}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial a}{\partial t} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} = j\gamma P_0 [a(z, t) + a^*(z, t)] \quad (2.71)$$

Pour obtenir cette équation, seuls les termes linéaires en  $a$  ont été retenus car cette étude de stabilité linéaire suppose que l'amplitude des perturbations, même éventuellement amplifiées, reste très inférieure à l'amplitude de l'onde incidente. Autrement dit, nous supposons que la croissance des ondes de perturbation n'entraîne pas une diminution substantielle de la puissance de pompe au cours de propagation. Par définition, les bandes latérales qui sont situées respectivement aux fréquences  $\omega_s = \omega_0 + \Omega$  et  $\omega_i = \omega_0 - \Omega$  sont appelées Stokes et anti-Stokes ( $\Omega < 0$ ). Considérons que l'amplitude de la perturbation latérale du côté Stokes  $b_s$  et celle du côté anti-Stokes  $b_i$  représentent l'amplitude de la perturbation  $a(z, t)$  dans l'espace de Fourier. Posons [78] :

$$a(z, t) = cst \int b(z, \Omega) e^{j(\beta(\omega_0 + \Omega) - \beta_0)z} e^{-j\Omega t} d\Omega \quad (2.72)$$

L'analyse de l'instabilité de modulation scalaire amène à l'étude du système d'équations :

$$\frac{\partial b_s}{\partial z} = +j\gamma P_0 [b_s + b_i^* \exp(-j\Delta\beta z)] \quad (2.73)$$

$$\frac{\partial b_i^*}{\partial z} = -j\gamma P_0 [b_i^* + b_s \exp(+j\Delta\beta z)] \quad (2.74)$$

où  $\Delta\beta$  est le désaccord de phase linéaire donné par :

$$\begin{aligned}\Delta\beta &= \beta_s + \beta_i - 2\beta_0 \\ &= \beta_2\Omega^2\end{aligned}\tag{2.75}$$

avec  $\Omega = \omega - \omega_0$  correspond à l'écart en pulsation entre la bande latérale Stokes (anti-Stokes) d'une part et l'onde incidente de l'autre part. Si l'on effectue les changements de variables suivants :

$$b_s = u_s \exp(-j\frac{\Delta\beta}{2}z)\tag{2.76}$$

$$b_i = u_i \exp(-j\frac{\Delta\beta}{2}z)\tag{2.77}$$

le système d'équations (2.74), (2.73) devient alors un système à coefficients constants que l'on peut écrire sous forme matricielle :

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} u_s \\ u_i^* \end{pmatrix} = jM \begin{pmatrix} u_s \\ u_i^* \end{pmatrix}\tag{2.78}$$

avec M la matrice d'instabilité scalaire donnée par :

$$M = \begin{pmatrix} \frac{\Delta\kappa(\Omega)}{2} & \gamma P_0 \\ -\gamma P_0 & -\frac{\Delta\kappa(\Omega)}{2} \end{pmatrix}\tag{2.79}$$

avec  $\Delta\kappa$  le désaccord de phase total donné par :

$$\Delta\kappa = \beta_2\Omega^2 + 2\gamma P_0\tag{2.80}$$

L'accord de phase est possible dans le cas de la dispersion anormale où le paramètre de dispersion  $\beta_2$  est négatif, alors que dans le cas de la dispersion normale il ne peut y avoir d'accord de phase. La pulsation correspondant au maximum des bandes latérales de l'instabilité de modulation scalaire est donné par :

$$\Omega_{max} = \pm \sqrt{\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|}}\tag{2.81}$$

Afin de chercher les valeurs propres  $\lambda$  de la matrice d'instabilité de modulation scalaire, nous utilisons  $\det(M - \lambda I) = 0$ . Le gain en intensité est donné par :  $G(\Omega) = 2|\lambda| = 2g$ , avec g est le gain paramétrique, par unité de longueur. L'amplitude des perturbations des bandes latérales Stokes et anti-Stokes subit alors un gain paramétrique donné par :

$$g = \sqrt{(\gamma P_0)^2 - \left(\frac{\Delta\kappa}{2}\right)^2}\tag{2.82}$$

La figure 2.7 présente les spectres de l'instabilité de modulation pour trois puissances dans une fibre optique [23]. Lorsque il y un accord de phase parfait, c'est-à-dire  $\Delta\kappa = 0$ , le gain maximum de l'IMS ( $g_{max} = \gamma P_0$ ) devient indépendant du paramètre de dispersion de vitesse de groupe  $\beta_2$ , et il augmente linéairement avec la puissance de la pompe.

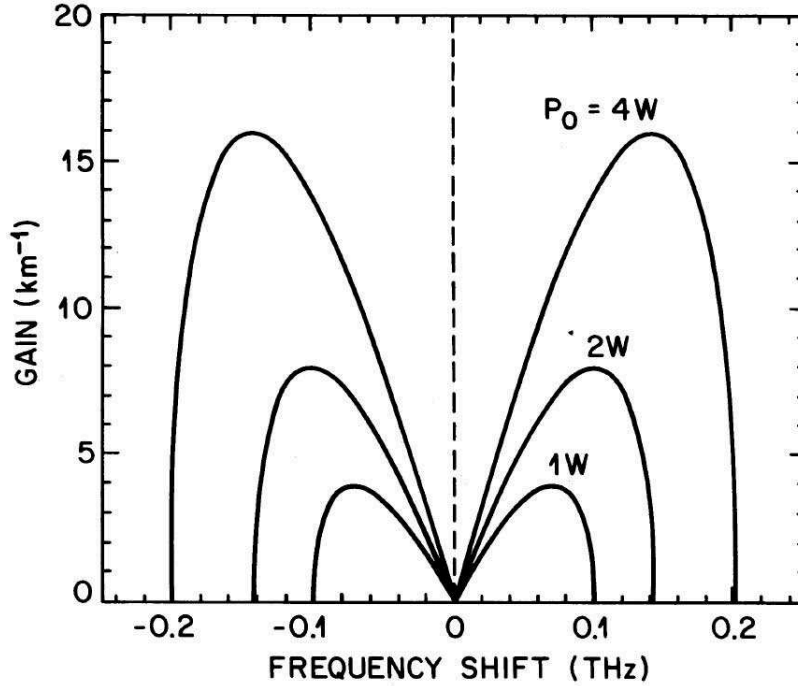


FIG. 2.7 – Spectres du gain de l'instabilité de modulation pour trois puissances dans une fibre optique avec :  $\beta_2 = -20\text{ps}^2/\text{km}$  et  $\gamma = 2\text{W}^{-1}/\text{km}$  [23].

Réécrivons le système d'équations 2.79 régissant l'évolution des perturbations du côté Stokes et anti-Stokes :

$$\frac{\partial u_s}{\partial z} = j \frac{\Delta\kappa}{2} u_s + j\gamma P_0 u_i^* \quad (2.83)$$

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial z} = -j\gamma P_0 u_s - j \frac{\Delta\kappa}{2} u_i^* \quad (2.84)$$

Ces équations constituent le point de départ de l'étude sur la lumière lente induite par SMI.

### 2.4.2 Instabilité de modulation vectorielle

Nous allons nous focaliser ici sur l'instabilité de modulation en régime de forte biréfringence et de dispersion normale. Le point de départ est le système d'équations couplées (2.63),(2.64) [66] :

$$\frac{\partial F_1}{\partial z} - \frac{\delta}{2} \frac{\partial F_1}{\partial \tau} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 F_1}{\partial \tau^2} = j\gamma \left[ \left( |F_1|^2 + \frac{2}{3} |F_2|^2 \right) F_1 + \frac{1}{3} F_2^2 F_1^* \exp(+2j\Delta\beta_0 z) \right] \quad (2.85)$$

$$\frac{\partial F_2}{\partial z} + \frac{\delta}{2} \frac{\partial F_2}{\partial \tau} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 F_2}{\partial \tau^2} = j\gamma \left[ \left( |F_2|^2 + \frac{2}{3} |F_1|^2 \right) F_2 + \frac{1}{3} F_1^2 F_2^* \exp(-2j\Delta\beta_0 z) \right] \quad (2.86)$$

où nous supposons que les deux ondes ont des fréquences identiques ( $\Delta\omega = 0$ ) polarisées orthogonalement selon les deux axes neutres d'une fibre optique fortement biréfringente.

Comme la biréfringence ( $B$ ) est forte, les exponentielles  $\exp(\pm 2j\Delta\beta_0 z)$  oscillent très rapidement de sorte que leur effet moyen est nul sur des distances de propagation grandes devant la longueur de battement du champ [78] (voir éq. 1.19). Pour cette raison, nous pouvons simplifier la dynamique en ne tenant pas compte de ces termes. Les équations de Schrödinger non-linéaires couplées dans ce cas sont données par :

$$\frac{\partial F_1}{\partial z} - \frac{\delta}{2} \frac{\partial F_1}{\partial \tau} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 F_1}{\partial \tau^2} = j\gamma \left[ \left( |F_1|^2 + \frac{2}{3} |F_2|^2 \right) F_1 \right] \quad (2.87)$$

$$\frac{\partial F_2}{\partial z} + \frac{\delta}{2} \frac{\partial F_2}{\partial \tau} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 F_2}{\partial \tau^2} = j\gamma \left[ \left( |F_2|^2 + \frac{2}{3} |F_1|^2 \right) F_2 \right] \quad (2.88)$$

Nous allons maintenant, d'après [79], appliquer la méthode de l'instabilité décrite dans la section 2.4.1. En considérant la configuration des pompes non déplétées, les puissances  $P_1 = |F_1|^2$  et  $P_2 = |F_2|^2$  ne varient pas au cours de la propagation et la solution stationnaire des équations (2.87, 2.88) s'écrit [79] :

$$F_1 = \sqrt{P_1} \exp \left[ j\gamma \left( P_1 + \frac{2}{3} P_2 \right) z \right] \quad (2.89)$$

$$F_2 = \sqrt{P_2} \exp \left[ j\gamma \left( P_2 + \frac{2}{3} P_1 \right) z \right] \quad (2.90)$$

La solution stationnaire perturbée s'écrit :

$$F_1 = (\sqrt{P_1} + u(z, \tau)) \exp \left[ j\gamma \left( P_1 + \frac{2}{3} P_2 \right) z \right] \quad (2.91)$$

$$F_2 = (\sqrt{P_2} + v(z, \tau)) \exp \left[ j\gamma \left( P_2 + \frac{2}{3} P_1 \right) z \right] \quad (2.92)$$

où  $u, v$  représentent la perturbation pour chaque composante du champ. En remplaçant (2.91), (2.92) dans les équations (2.87, 2.88), on obtient les équations d'évolution des perturbations  $u, v$  :

$$\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\delta}{2} \frac{\partial u}{\partial \tau} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} = j\gamma \left[ P_1(u + u^*) + \frac{2}{3} \sqrt{P_1 P_2} (v + v^*) \right] \quad (2.93)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\delta}{2} \frac{\partial v}{\partial \tau} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} = j\gamma \left[ P_2(v + v^*) + \frac{2}{3} \sqrt{P_1 P_2} (u + u^*) \right] \quad (2.94)$$

L'ansatz modulationnel peut être écrit :

$$u(z, \tau) = u_s(z) \exp(j\Omega\tau) + u_i(z) \exp(-j\Omega\tau) \quad (2.95)$$

$$v(z, \tau) = v_s(z) \exp(j\Omega\tau) + v_i(z) \exp(-j\Omega\tau) \quad (2.96)$$

où  $\Omega = \omega_s - \omega_0 < 0$  est la fréquence de la perturbation. Dans le domaine spectrale, cette modulation d'amplitude se traduit par l'émergence de bandes latérales situées de part et d'autre de la fréquence de l'onde pompe  $\omega_0$ .  $u_i$  ( $u_s$ ) désigne l'amplitude de la bande latérale anti-Stokes (Stokes) polarisée selon l'axe rapide, alors que  $v_s$  ( $v_i$ ) représente l'amplitude de la bande latérale Stokes (anti-Stokes) polarisée selon l'axe lent. En substituant les

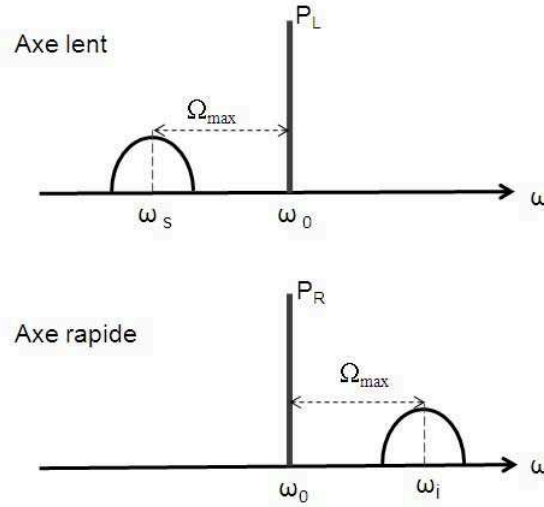


FIG. 2.8 – Spectre du gain de VMI lorsque la pompe d’une pulsation  $\omega_0$ , en régime de dispersion normale, est polarisée à  $45^\circ$  des axes de biréfringence d’une fibre fortement biréfringente.  $P_L, P_R$  représentent les spectres des composantes lente et rapide respectivement. Lors de la propagation, la perturbation du côté Stokes polarisée selon l’axe lent et la perturbation du côté anti-Stokes polarisée selon l’axe rapide seront amplifiées. L’écart en pulsation entre le maximum de la perturbation d’une part et la pompe de l’autre part est  $\Omega_{max}$ .

équations (2.95), (2.96) dans le système (2.93), (2.94), en ignorant les ondes non-accordées en phase, on obtient le système différentiel suivant [79] :

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} v_s \\ u_i^* \end{bmatrix} = jM \begin{bmatrix} v_s \\ u_i^* \end{bmatrix} \quad (2.97)$$

$M$  est la matrice de stabilité vectorielle du système donnée par :

$$M = \begin{pmatrix} +\frac{\gamma P_0}{3} & +\frac{\Delta\kappa}{2} \\ -\frac{\Delta\kappa}{2} & -\frac{\gamma P_0}{3} \end{pmatrix} \quad (2.98)$$

où  $P_0$  est la puissance totale injectée, pour une pompe polarisée à  $45^\circ$  on a :  $P_0 = 2P_1 = 2P_2$ . L’accord de phase total est donc donné par :

$$\Delta\kappa = \delta\Omega + \beta_2\Omega^2 + \gamma P_0 \quad (2.99)$$

Il est à noter que dans le cas d’une fibre fortement biréfringente, en régime de dispersion normale, l’accord de phase est possible lorsque le désaccord de phase dû au paramètre de biréfringence (négatif) compense les désaccords de phase dû à la dispersion (positif) et dû au désaccord de phase non-linéaire (positif). Les ondes accordées en phase, dans ce cas, seront l’onde Stokes polarisée selon l’axe lent et l’onde anti-Stokes polarisée selon l’axe rapide (voir Fig. 2.8). La figure 2.8 représente le spectre du processus VMI en régime de la dispersion normale, lorsque une onde pompe polarisée à  $45^\circ$  des axes de biréfringence d’une fibre fortement biréfringente, la perturbation du côté Stokes polarisée selon l’axe

lent et la perturbation du côté anti-Stokes polarisée selon l'axe rapide seront amplifiées. L'écart en pulsation entre le maximum de la perturbation d'une part et la pompe de l'autre part est  $\Omega_{max}$ .

Dans le cas de la dispersion anormale, l'accord de phase est possible lorsque le désaccord de phase dû à la dispersion (négatif) compense les désaccords de phase non-linéaire (positif) et celui dû au paramètre de la biréfringence (positif). Les ondes accordées en phase, dans ce cas, seront l'onde anti-Stokes polarisée selon l'axe lent et l'onde Stokes polarisée selon l'axe rapide, c'est à dire l'inverse du cas précédent.

Les perturbations  $v_s$  et  $u_i^*$  dans l'éq. (2.97) seront amplifiées exponentiellement au cours de propagation si la matrice de stabilité  $M$  possède des valeurs propres ayant une partie imaginaire non nulle. En utilisant  $\det(M - \lambda I) = 0$  pour chercher les valeurs propres, le gain en intensité de l'instabilité modulationnelle vectorielle (VMI) dans une fibre fortement biréfringente est donné par :

$$G(\Omega) = 2|\lambda| = 2g \quad (2.100)$$

où  $g$  représente le gain en amplitude de VMI donné par :

$$g = \sqrt{\left(\frac{\gamma P_0}{3}\right)^2 - \left(\frac{\Delta\kappa}{2}\right)^2} \quad (2.101)$$

Lorsque il y a un accord de phase  $\Delta\kappa = 0$ , le gain maximum de VMI est égale à  $g_{max} = \gamma P_0/3$ . La pulsation correspondant au maximum du gain VMI est donné par :

$$\Omega_{max} = \frac{-\delta \pm \sqrt{\delta^2 - 4\gamma P_0 \beta_2}}{2\beta_2} \quad (2.102)$$

Rappelons que  $\delta$  représente le paramètre de biréfringence donné par :  $\delta = \beta_{12} - \beta_{11}$ . Nous allons réécrire le système différentiel (2.97) :

$$\frac{\partial v_s}{\partial z} = j\frac{\gamma P_0}{3}v_s + j\frac{\Delta\kappa}{2}u_i^* \quad (2.103)$$

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial z} = -j\frac{\Delta\kappa}{2}v_s - j\frac{\gamma P_0}{3}u_i^* \quad (2.104)$$

Ces équations constituent le point de départ de notre étude sur la lumière lente induite par VMI présentée dans le chapitre 4.

### 2.4.3 Instabilité de polarisation

Les équations gouvernant la propagation d'une onde de forte amplitude dans une fibre faiblement biréfringente sont les équations (2.63),(2.64) [23, 66] :

$$\frac{\partial F_1}{\partial z} - \frac{\delta}{2} \frac{\partial F_1}{\partial \tau} + j\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 F_1}{\partial \tau^2} = j\gamma \left( |F_1|^2 + \frac{2}{3}|F_2|^2 \right) F_1 + j\frac{\gamma}{3} F_2^2 F_1^* \exp(-2j\Delta\beta_0 z) \quad (2.105)$$

$$\frac{\partial F_2}{\partial z} + \frac{\delta}{2} \frac{\partial F_2}{\partial \tau} + j\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 F_2}{\partial \tau^2} = j\gamma \left( |F_2|^2 + \frac{2}{3}|F_1|^2 \right) F_2 + j\frac{\gamma}{3} F_1^2 F_2^* \exp(+2j\Delta\beta_0 z) \quad (2.106)$$

Afin de supprimer la présence explicite du terme exponentiel dans les équations (2.105,2.106) on effectue le changement de variables suivant :

$$\overline{F}_1 = F_1 \exp(j\Delta\beta_0 z/2) \quad \text{et} \quad \overline{F}_2 = F_2 \exp(-j\Delta\beta_0 z/2) \quad (2.107)$$

Les équations (2.105,2.106) s'écrivent alors :

$$\frac{\partial \overline{F}_1}{\partial z} - j\frac{\Delta\beta_0}{2}\overline{F}_1 - \frac{\delta}{2}\frac{\partial \overline{F}_1}{\partial \tau} + j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 \overline{F}_1}{\partial \tau^2} = j\gamma \left( |\overline{F}_1|^2 + \frac{2}{3}|\overline{F}_2|^2 \right) \overline{F}_1 + j\frac{\gamma}{3}\overline{F}_2^2 \overline{F}_1^* \quad (2.108)$$

$$\frac{\partial \overline{F}_2}{\partial z} + j\frac{\Delta\beta_0}{2}\overline{F}_2 + \frac{\delta}{2}\frac{\partial \overline{F}_2}{\partial \tau} + j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 \overline{F}_2}{\partial \tau^2} = j\gamma \left( |\overline{F}_2|^2 + \frac{2}{3}|\overline{F}_1|^2 \right) \overline{F}_2 + j\frac{\gamma}{3}\overline{F}_1^2 \overline{F}_2^* \quad (2.109)$$

La présence des termes cohérents (termes en  $\overline{F}_2^2 \overline{F}_1^*$  et  $\overline{F}_1^2 \overline{F}_2^*$ ) complique la recherche de la solution stationnaire. Toutefois, le passage dans la base circulaire permet de résoudre ce problème. Dans cette base, les équations de Schrödinger non linéaires couplées sont données par :

$$\frac{\partial F_+}{\partial z} - \frac{\delta}{2}\frac{\partial F_-}{\partial \tau} + j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 F_+}{\partial \tau^2} = j\frac{\Delta\beta_0}{2}F_- + \frac{2j\gamma}{3}(|F_+|^2 + 2|F_-|^2)F_+ \quad (2.110)$$

$$\frac{\partial F_-}{\partial z} - \frac{\delta}{2}\frac{\partial F_+}{\partial \tau} + j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 F_-}{\partial \tau^2} = j\frac{\Delta\beta_0}{2}F_+ + \frac{2j\gamma}{3}(|F_-|^2 + 2|F_+|^2)F_- \quad (2.111)$$

avec  $F_-$ ,  $F_+$  sont respectivement les composantes circulaires gauche et droite du champ, données par :

$$F_+ = (\overline{F}_1 + j\overline{F}_2)/\sqrt{2} \quad , \quad F_- = (\overline{F}_1 - j\overline{F}_2)/\sqrt{2} \quad (2.112)$$

Nous prenons donc comme solution stationnaire des équations (2.110), (2.111), une onde polarisée suivant un des axes de la fibre :

$$\overline{F}_1^{(0)} = \sqrt{P_0} \exp \left[ j \left( \gamma P_0 + \frac{\Delta\beta_0}{2} \right) z \right], \quad \overline{F}_2^{(0)} = 0, \quad (2.113)$$

où  $P_0$  est la puissance de l'onde incidente. Il est important de noter que bien que l'équation (2.113) corresponde à une onde polarisée suivant l'axe rapide, les résultats obtenus pourront être facilement transposés au cas d'une onde pompe polarisée suivant l'axe lent. Il suffira de changer le signe de  $\Delta\beta_0$ . La solution stationnaire perturbée s'écrit :

$$\overline{F}_1 = (\sqrt{P_0} + f) \exp \left[ j \left( \gamma P_0 + \frac{\Delta\beta_0}{2} \right) z \right] \quad (2.114)$$

$$\overline{F}_2 = h \exp \left[ j \left( \gamma P_0 + \frac{\Delta\beta_0}{2} \right) z \right] \quad (2.115)$$

Dans la base circulaire, cette solution stationnaire perturbée devient :

$$F_{\pm} = \left( \sqrt{\frac{P_0}{2}} + \frac{f \pm jh}{\sqrt{2}} \right) \exp \left[ j \left( \gamma P_0 + \frac{\Delta\beta_0}{2} \right) z \right] \quad (2.116)$$

En remplaçant ces équations (2.116) dans les équations de Schrödinger non linéaires couplées (2.110), (2.111) et en identifiant les parties réelles et imaginaires, il vient :

$$j \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial \tau^2} + \gamma P_0 (f + f^*) = 0 \quad (2.117)$$

$$j \frac{\partial h}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 h}{\partial \tau^2} - \Delta\beta_0 h + \frac{1}{3} \gamma P_0 (h^* - h) = 0 \quad (2.118)$$

Ces équations (2.117) et (2.118) traduisent l'évolution d'une perturbation qui serait polarisée respectivement sur le même axe que la pompe ou sur l'axe orthogonal. D'ailleurs, l'équation (2.117) est exactement celle obtenue pour *MI* dans une fibre isotrope (i.e. non biréfringente), mais dans le référentiel de la pompe (voir éq.2.71) [23]. Comme *MI* se manifeste uniquement en régime de dispersion anormale avec une fibre standard, aucune bande latérale n'apparaîtra sur le même axe que la pompe en régime de dispersion normale. Les conditions d'instabilité sont entièrement déterminées par l'équation (2.118). Dans le cas d'une onde modulée en amplitude à une fréquence  $\Omega$  la perturbation  $h$  s'écrit :

$$h(z, t) = u_s(z) \exp(j\Omega\tau) + u_i(z) \exp(-j\Omega\tau) \quad (2.119)$$

$u_s$ ,  $u_i$  représentent respectivement l'amplitude des bandes latérales Stokes et anti-Stokes polarisées orthogonalement à l'onde pompe incidente. En substituant cette expression de  $h$  dans l'équation (2.118), on obtient l'équation matricielle décrivant l'évolution de l'amplitude des bandes latérales :

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} u_s \\ u_i^* \end{bmatrix} = jM \begin{bmatrix} u_s \\ u_i^* \end{bmatrix} \quad (2.120)$$

où la matrice de stabilité  $M$  est donnée par :

$$M = \begin{pmatrix} \frac{\Delta\kappa}{2} & \frac{\gamma P_0}{3} \\ -\frac{\gamma P_0}{3} & -\frac{\Delta\kappa}{2} \end{pmatrix} \quad (2.121)$$

où  $\Delta\kappa$  est donné par la relation :

$$\Delta\kappa = \beta_2 \Omega^2 - 2\Delta\beta_0 - \frac{2}{3} \gamma P_0 \quad (2.122)$$

En régime de dispersion normale, lorsque la pompe est polarisée suivant l'axe lent ( $\Delta\beta_0$  est positif), l'accord de phase est possible lorsque le désaccord de phase dû à la dispersion (positif) compense les désaccords de phase dû à la biréfringence (négatif) et aux effets non-linéaires (négatif). Tandis que pour une pompe polarisée suivant l'axe rapide ( $\Delta\beta_0$  est négatif), l'accord de phase peut se produire lorsque le désaccord de phase non-linéaire (négatif) compense les désaccords de phase dû à la dispersion (positif) et celui dû au paramètre de biréfringence (positif).

Il est important de noter que dans le cas d'une onde pompe polarisée suivant l'axe rapide ( $\Delta\beta_0$  est négatif), il existe une puissance seuil  $P_c$  au delà de laquelle l'onde pompe



Polarisation de la pompe	Dispersion normale	Dispersion anormale
pompe sur l'axe lent	$\Omega_{max} \neq 0$ toujours	pas d'accord de phase
pompe sur l'axe rapide	$P_c < P_0 \leq 2P_c : \Omega_{max} = 0$	$P_0 < 2P_c : \Omega_{max} \neq 0$
	$P_0 > 2P_c : \Omega_{max} \neq 0$	$P_0 \geq 2P_c : \Omega_{max} = 0$

TAB. 2.1 – Les différentes configurations de PMI

devient instable (le gain devient réel voir Eq. 2.124 ci-dessous) ; la puissance seuil augmente linéairement en fonction de la biréfringence. Cette puissance seuil est donnée par la relation :

$$P_c = \left| \frac{3\Delta\beta_0}{2\gamma} \right| \quad (2.123)$$

La figure 2.9 représente le spectre du gain de PMI lorsque la pompe d'une pulsation  $\omega_0$  est polarisée selon l'un des axes de biréfringence d'une fibre faiblement biréfringente. La figure 2.9 (a) représente le spectre du gain dans le cas d'une onde pompe polarisée suivant l'axe lent, alors que les figures 2.9 (b) et 2.9 (c) représentent les spectres du gain dans le cas d'une onde pompe polarisée suivant l'axe rapide dans deux régimes de puissance de pompe : lorsque la puissance de la pompe dépasse la puissance seuil et satisfait la condition  $P_c < P_0 \leq 2P_c$ , et lorsque la puissance pompe dépasse deux fois la puissance seuil ( $P_0 > 2P_c$ ). Dans le premier cas, la perturbation s'amplifie suivant l'axe lent à la pulsation de la pompe ( $\Omega_{max} = 0$ )(voir Fig. 2.9(b)), alors que dans le second cas, les perturbations amplifiées suivant l'axe lent s'éloignent de la fréquence de la pompe ( $\Omega_{max} \neq 0$ )(voir la figure 2.9(c)).

Notons qu'en régime de dispersion anormale, lorsque la pompe est polarisée suivant l'axe lent ( $\Delta\beta_0$  est positif), l'accord de phase donné par l'éq. (2.122) ne peut pas être obtenu, tandis que pour une pompe polarisée suivant l'axe rapide ( $\Delta\beta_0$  est négatif), l'accord de phase peut se produire dans deux cas possibles :

- 1) lorsque la puissance de la pompe est inférieure à deux fois la puissance seuil ( $P_0 < 2P_c$ ), avec  $P_c$  donné par l'éq. (2.123), la perturbation s'amplifie à la pulsation ( $\Omega_{max} \neq 0$ ).
- 2) Lorsque la puissance de la pompe est supérieure ou égale à deux fois la puissance seuil ( $P_0 \geq 2P_c$ ), la perturbation s'amplifie à la pulsation ( $\Omega_{max} = 0$ ). Pour avoir  $\Omega_{max}$  le plus loin de la pompe, il faut que la condition ( $P_0 < P_c$ ) soit satisfaite.

Pour résumer, nous présentons les différentes configurations dans le tableau suivant :

Les perturbations  $u_s$  et  $u_i$  seront amplifiées exponentiellement au cours de propagation uniquement si les valeurs propres de la matrice de stabilité M sont complexes. En cherchant les valeurs propres en utilisant la relation :  $\det[M - \lambda I]$ , nous trouvons que le gain en amplitude de PMI est donné par l'équation suivante :

$$g = \sqrt{\left(\frac{\gamma P_0}{3}\right)^2 - \left(\frac{\Delta\kappa}{2}\right)^2} \quad (2.124)$$

Pour un accord de phase parfait  $\Delta\kappa = 0$ , le gain maximum de la PMI est donné par la relation simple suivante :  $g_{max} = \gamma P_0/3$ . La pulsation de modulation correspondant

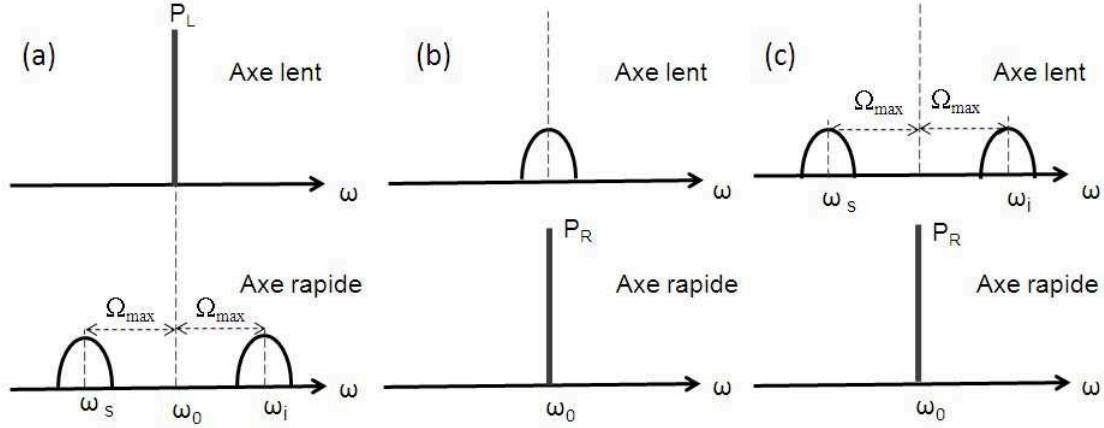


FIG. 2.9 – Spectre du gain de PMI, en dispersion normale, lorsque la pompe d'une pulsation  $\omega_0$  est polarisée selon l'un des axes de biréfringence d'une fibre faiblement biréfringente.  $P_L, P_R$  représentent les spectres des composantes lente et rapide respectivement. (a) Lorsque la pompe est polarisée selon l'axe lent, les perturbations du côté Stokes et anti-Stokes seront amplifiées sur l'axe rapide. Pour une onde polarisée suivant l'axe rapide : (b) lorsque la puissance de la pompe  $P_0$  satisfait la condition ( $P_c < P_0 < 2P_c$ ), la perturbation sera amplifiée à la pulsation de la pompe sur l'axe lent  $\Omega_{max} = 0$ , (c) lorsque la puissance de la pompe satisfait la condition ( $P_0 > 2P_c$ ), les perturbations suivant l'axe lent s'éloignent de la pompe  $\Omega_{max} \neq 0$ .

au maximum des bandes latérales de l'instabilité de modulationnelle de polarisation est donnée par l'équation suivante :

$$\Omega_{max} = \pm \sqrt{\frac{2\Delta\beta_0 + \frac{2}{3}\gamma P_0}{\beta_2}} \quad (2.125)$$

Le cas d'une onde pompe polarisée suivant l'axe lent ou rapide peut être traité en changeant simplement le signe de  $\Delta\beta_0$ . Ainsi, dans le cas d'une pompe polarisée suivant l'axe lent, le gain et la pulsation de modulation correspondant à l'axe rapide seront donnés par l'Eq. (2.124) et l'éq. (2.125) avec  $\Delta\beta_0 = +2\pi B/\lambda$ , alors que pour une onde pompe polarisée suivant l'axe rapide, ils seront donnés par ces mêmes formules mais avec  $\Delta\beta_0 = -2\pi B/\lambda$ ,  $B$  étant la biréfringence de la fibre. Les équations décrivant les perturbations amplifiées par PMI sont alors les suivantes :

$$\frac{\partial u_s}{\partial z} = j\frac{\Delta\kappa}{2}u_s + j\frac{\gamma P_0}{3}u_i^* \quad (2.126)$$

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial z} = -j\frac{\gamma P_0}{3}u_s - j\frac{\Delta\kappa}{2}u_i^* \quad (2.127)$$

Ces équations sont les équations de départ pour l'étude théorique de la lumière lente présentée dans le chapitre 5.

## 2.5 Principe d'amplification paramétrique

L'amplification paramétrique est un phénomène d'optique non linéaire qui ne fait intervenir aucun processus d'échange d'énergie avec le matériau, mais un processus d'échange d'énergie entre ondes optiques, loin des bandes de résonance du matériau [24, 80]. Il est basé sur un effet de diffraction temporelle à partir d'un réseau d'indice auto-induit à l'intérieur même du milieu non linéaire. Ce réseau résulte de la combinaison d'un battement temporel d'intensité et de l'effet Kerr optique [81, 82]. Le schéma de principe de l'approche réseau de l'amplification paramétrique est représenté sur la figure 2.10. Lorsque une onde

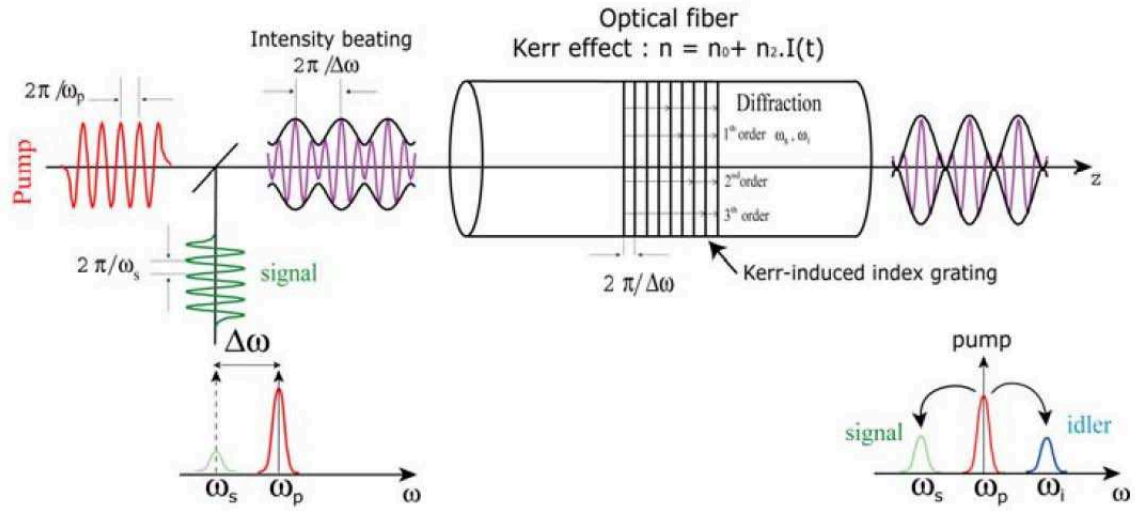


FIG. 2.10 – Approche réseau de l'amplification paramétrique sur fibre optique [72].

pompe intense de pulsation  $\omega_p$  se propage avec une onde signal de faible amplitude et de pulsation plus basse  $\omega_s$  dans une fibre optique, l'interférence entre les deux ondes pompe et signal provoque un battement temporel d'intensité de période  $2\pi/\Delta\omega$  avec ( $\Delta\omega = \omega_p - \omega_s$ ) induit, via l'effet Kerr optique, un réseau d'indice mobile  $n(t) = n_0 + n_2 I(t)$ , comme illustré dans la figure 2.10. Dans un tel schéma, l'amplification paramétrique (OPA) peut être vue, dans le domaine temporel, comme étant un transfert d'énergie de la pompe vers les ondes signal et idler par un processus de diffraction sur le réseau d'indice de réfraction. Dans le domaine fréquentiel, l'amplification paramétrique peut être vue comme un processus de mélange à quatre ondes, où les deux ondes pompe et signal sont présentes à l'entrée de la fibre. L'amplification du signal peut devenir exponentielle si la modulation périodique constituant le réseau d'indice est conservée au cours de propagation. Cette stabilité du pas du réseau correspond à une condition d'accord de phase entre les différentes ondes pompe, signal, et idler soumises chacune à des effets linéaires (dispersion de vitesse de groupe, biréfringence) ainsi que des effets non linéaires (modulation de phase non linéaire), permettant un transfert d'énergie maximal de la pompe sur le signal et l'idler. D'un point de vue physique, l'OPA est équivalent au processus d'instabilité de modulation (MI) induite, puisque une onde pompe continue se transforme à un train

d'impulsions optiques ultra-courtes. Historiquement, la *MI* est étudiée dans le domaine temporel, alors que l'*OPA* est examinée dans le domaine fréquentiel. L'*OPA* intervient pour des valeurs modérées de déphasage non-linéaire ( $\gamma P_0 L$ ), cependant la *MI* spontanée demande des valeurs ( $\gamma P_0 L$ ) plus élevées pour être clairement observée. Lorsque il n'y a pas de signal à l'entrée de la fibre, l'*OPA* est considérée comme un effet d'amplification du bruit quantique.

## 2.6 Relation entre la variation de l'indice de groupe non linéaire et le gain complexe

La variation du vecteur de propagation  $\Delta\beta$  peut être due en régime linéaire à la dispersion du milieu. Soit l'équation de propagation temporelle dans le référentiel de la pompe ( $\tau = t - z/v_{gp}$ ) s'écrit :

$$\frac{\partial F}{\partial z} = -j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial \tau^2} \quad (2.128)$$

avec  $F = F_s e^{j\Omega\tau}$  l'enveloppe du champ électrique se propageant suivant la direction longitudinale  $z$ . Alors :

$$\frac{\partial F}{\partial z} = -j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial \tau^2} = j\Omega^2\frac{\beta_2}{2}F \quad (2.129)$$

ce qui entraîne :

$$F = F_0 e^{j\frac{\beta_2}{2}\Omega^2 z} = F_0 e^{j\Delta\beta z} \quad (2.130)$$

avec  $\Omega = \omega - \omega_p$ , d'où  $\Delta\Omega = \Delta\omega$ . Alors, la variation de l'indice de groupe sera donnée par (voir éq (1.15)) :

$$\Delta n_g = c\frac{\partial \Delta\beta}{\partial \Omega} = c\beta_2 \Omega \quad (2.131)$$

En régime non linéaire, le paramètre complexe  $g_s$  est défini par l'équation :

$$F_s = F_0 e^{g_s z} = F_0 e^{\Re(g)z + j\Im(g)z} \quad (2.132)$$

alors,  $\Delta\beta = \Im(g)$  dans le cas d'un gain paramétrique. Donc :

$$\Delta n_g = c\frac{\partial \Delta\beta}{\partial \Omega} = c\frac{\partial \Im(g)}{\partial \Omega} \quad (2.133)$$

En remplaçant l'équation précédente dans l'éq. (1.24), on obtient :

$$\Delta t_{A \rightarrow B} = \int_A^B \frac{\partial \Im(g)}{\partial \Omega} dl \quad (2.134)$$

Cette équation donne le délai optique en fonction de la dérivée de la partie imaginaire du gain en fonction de la pulsation. Nous utilisons cette relation dans tous nos calculs analytiques. Cette équation est à la base du processus de lumière lente induit par un gain non linéaire. A noter que cette équation est tout à fait générale et convient pour tout phénomène non linéaire présentant un gain (*OPA*, diffusion Raman, ...). La partie imaginaire du gain utilisée dans cette équation peut notamment se déduire des bandes de gain par les relations de Kramers-Kronig.

---

## 2.7 Méthode de transformation numérique de Fourier par pas divisé (*Split step Fourier method*)

Par soucis de clarté, nous allons décrire la méthode de Fourier à pas divisé dans le cas de l'équation de Schrödinger scalaire suivante :

$$\frac{\partial F}{\partial z} = -j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial \tau^2} + j\gamma|F|^2 F \quad (2.135)$$

cette équation décrit la propagation d'une onde dans une fibre standard non biréfringente, dans une référence qui se propage avec l'impulsion à la vitesse de groupe  $v_g$  avec  $\tau = t - z/v_g \equiv t - \beta_1 z$ . Les pertes n'ont pas été prises en compte. Pour comprendre la philosophie qui se cache derrière la méthode de Fourier à pas divisé, il est utile de réécrire cette équation (2.135) sous la forme [66] :

$$\frac{\partial F}{\partial z} = (\widehat{D} + \widehat{N})F \quad (2.136)$$

où  $\widehat{D}$  est un opérateur différentiel de la dispersion,  $\widehat{N}$  l'opérateur non linéaire. Ces opérateurs sont donnés par :

$$\widehat{D} = -j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial \tau^2}, \quad \widehat{N} = j\gamma|F|^2 \quad (2.137)$$

La dispersion et non linéarité agissent simultanément le long de la fibre. La méthode de Fourier à pas divisé, fait l'approximation que sur une faible distance  $h$ , les effets dispersifs et non linéaires agissent indépendamment. La propagation entre  $z$  et  $z + h$  est réalisée en deux pas. Dans le premier pas, la non-linéarité agit seul ( $\widehat{D} = 0$ ). Dans le deuxième pas, c'est la dispersion qui agit seule ( $\widehat{N} = 0$ ). Lorsqu'on résout l'équation (2.136) dans ces deux pas, on abouti à :

$$F(z + h, \tau) \approx \exp(h\widehat{D})\exp(h\widehat{N})F(z, \tau) \quad (2.138)$$

Comme l'opérateur différentiel  $\partial/\partial \tau$  se transforme en  $j\omega$  dans l'espace fréquentiel, l'opérateur  $\widehat{D}$  sera calculé dans l'espace de Fourier. Ce calcul décrit :

$$\exp(h\widehat{D})F(z, \tau) = TF^{-1} \left\{ \exp[h\widehat{D}(j\omega)]TF(F(z, \tau)) \right\} \quad (2.139)$$

où  $TF$  symbolise la transformé de Fourier,  $\widehat{D}(j\omega)$  est obtenu en remplaçant  $\partial/\partial \tau$  par  $j\omega$  et  $\omega$  est la pulsation dans l'espace de Fourier. Comme  $\widehat{D}(j\omega)$  est juste un nombre dans l'espace de Fourier, le calcul de (2.139) est alors directe. Quant à l'opérateur non linéaire  $\widehat{N}$ , il se calcule de la manière suivante dans l'espace temporel :

$$\exp(h\widehat{N})F(z, \tau) = \exp(jh|F(z, \tau)|^2)F(z, \tau) \quad (2.140)$$

Il est ainsi possible de traiter de façon indépendante l'effet de dispersion et les effets non linéaires. Cependant il est important de noter qu'à chaque pas  $h$ , une erreur s'accumule [18]. En effet, ces opérations supposent que  $\widehat{D}$  et  $\widehat{N}$  sont des opérateurs commutatifs. Or

ceci est faux puisque, la dispersion dépend de l'intensité de l'onde. Ainsi faire l'opération  $\widehat{D}$  puis  $\widehat{N}$  ne donnera pas le même résultat que  $\widehat{N}$  et  $\widehat{D}$ . Afin de diminuer cette erreur, une autre formulation consiste à diviser, non plus par deux le nombre d'étapes, mais par trois. Bien entendu cela va aussi dépend du temps de calcul.

$$F(z+h, \tau) \approx \exp\left(\frac{h}{2}\widehat{D}\right) \exp(h\widehat{N}) \exp\left(\frac{h}{2}\widehat{D}\right) F(z, \tau) \quad (2.141)$$

## 2.7.1 Application aux équations de schrödinger non linéaires couplées

### 2.7.1.1 Cas de fibre faiblement biréfringente

Les équations de propagation dans une fibre faiblement biréfringente sont données dans la base linéaire par les équations (2.108)-(2.109).

$$\frac{\partial \overline{F}_1}{\partial z} - j\frac{\Delta\beta_0}{2}\overline{F}_1 - \frac{\delta}{2}\frac{\partial \overline{F}_1}{\partial \tau} + j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 \overline{F}_1}{\partial \tau^2} = j\gamma \left( |\overline{F}_1|^2 + \frac{2}{3}|\overline{F}_2|^2 \right) \overline{F}_1 + j\frac{\gamma}{3}\overline{F}_2^2 \overline{F}_1^* \quad (2.142)$$

$$\frac{\partial \overline{F}_2}{\partial z} + j\frac{\Delta\beta_0}{2}\overline{F}_2 + \frac{\delta}{2}\frac{\partial \overline{F}_2}{\partial \tau} + j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 \overline{F}_2}{\partial \tau^2} = j\gamma \left( |\overline{F}_2|^2 + \frac{2}{3}|\overline{F}_1|^2 \right) \overline{F}_2 + j\frac{\gamma}{3}\overline{F}_1^2 \overline{F}_2^* \quad (2.143)$$

Les opérateurs linéaires s'écrivent :

$$\widehat{D}_1 = j \left( \frac{\beta_2}{2}\Omega^2 - \frac{\delta}{2}\Omega + \frac{\Delta\beta_0}{2} \right) \quad , \quad \widehat{D}_2 = j \left( \frac{\beta_2}{2}\Omega^2 + \frac{\delta}{2}\Omega - \frac{\Delta\beta_0}{2} \right) \quad (2.144)$$

Alors que la partie purement non linéaire s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \overline{F}_1 \\ \overline{F}_2 \end{pmatrix} = j\gamma \begin{pmatrix} |\overline{F}_1|^2 + \frac{2}{3}|\overline{F}_2|^2 & \frac{1}{3}\overline{F}_2 \overline{F}_1^* \\ \frac{1}{3}\overline{F}_1 \overline{F}_2^* & |\overline{F}_2|^2 + \frac{2}{3}|\overline{F}_1|^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \overline{F}_1 \\ \overline{F}_2 \end{pmatrix} \quad (2.145)$$

Contrairement au cas scalaire décrit plus haut, l'opérateur non-linéaire est cette fois donné par une matrice  $2 \times 2$ . En effet, il faut rappeler que  $\overline{F}_1$  et  $\overline{F}_2$  désignent l'amplitude du champ suivant les deux axes de la fibre et par conséquent ce sont des fonctions qui dépendent du temps.

### 2.7.1.2 Cas de fibre fortement biréfringente

Dans les fibres fortement biréfringente, les équations de propagation sont les équations de Schrödinger couplées 2.87, 2.88. Les opérateurs linéaires et non linéaires s'écrivent :

$$\widehat{D}_1 = j \left( \frac{\beta_2}{2}\Omega^2 - \frac{\delta}{2}\Omega \right) \quad , \quad \widehat{D}_2 = j \left( \frac{\beta_2}{2}\Omega^2 + \frac{\delta}{2}\Omega \right) \quad (2.146)$$

$$\widehat{N}_1 = \gamma \left( |\overline{F}_1|^2 + \frac{2}{3}|\overline{F}_2|^2 \right) \quad , \quad \widehat{N}_2 = \gamma \left( |\overline{F}_2|^2 + \frac{2}{3}|\overline{F}_1|^2 \right) \quad (2.147)$$

**2.7.1.3 Application à l'effet Raman**

L'opérateur représentant l'effet Raman  $\hat{R}$  est calculé dans l'espace de Fourier :

$$\exp(h\hat{R})F(z, \tau) = \exp \left[ j\gamma f_R h \mathcal{F}^{-1} \left\{ \chi_R \mathcal{F}(|F(z, \tau)|^2) \right\} \right] \quad (2.148)$$

où  $h$  correspond au pas de propagation,  $\chi_R$  la susceptibilité Raman donné par :  $\chi_R = \Re(\chi_R) + j\Im(\chi_R)$  (voir sec :2.2.2.1).

---

## Chapitre 3

# Lumière lente dans les fibres optiques par amplification paramétrique assistée par Raman

Ce chapitre présente les travaux de David Dahan et Gadi Eisenstein publiée en 2005 [15]. Leurs résultats représentent la première démonstration expérimentale du phénomène de ralentissement de la lumière dans les fibres optiques basé sur le processus d'amplification paramétrique. En effet, ces travaux constituent le point de départ de cette thèse et serviront de référence pour nos résultats présentés dans les chapitres suivants.

Dans ces précédents travaux [15], le phénomène de lumière lente ou rapide est basé sur le couplage entre deux processus non linéaires, l'amplification paramétrique (*OPA*) en dispersion normale caractérisée par une bande de gain étroite et la diffusion Raman stimulée (*SRS*). La bande étroite du gain nécessaire pour contrôler le retard optique est donc principalement générée par le processus *OPA*. Le processus *SRS* a quant à lui un effet relativement faible sur le gain obtenu, mais il modifie le profil spectral du gain *OPA* et affecte ainsi significativement le retard optique résultant.

Nous décrirons dans un premier temps la théorie analytique développée au chapitre précédent jusqu'à l'expression du retard optique induit par les phénomènes non linéaires. Nous présenterons ensuite les résultats analytiques et expérimentaux de la Réf. [15] afin de comprendre les différences qui pourraient apparaître entre ces deux résultats, et de les intégrer au mieux dans nos études théoriques afin d'obtenir des résultats les plus réalistes (influence de l'effet Raman, élargissement des impulsions par différents phénomènes physiques, ...).

---



## 3.1 Amplification optique paramétrique assistée par Raman dans une fibre optique isotrope

### 3.1.1 Théorie analytique

En prenant en compte le coefficient de dispersion d'ordre quatre, l'Eq. (2.68) peut alors s'écrire dans le référentiel de la pompe comme :

$$\frac{\partial F}{\partial z} + j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial \tau^2} + j\frac{\beta_4}{24}\frac{\partial^4 F}{\partial \tau^4} = j\gamma|F|^2 F \quad (3.1)$$

En remplaçant dans l'Eq. (3.1) le champ total  $F = F_p + F_s + F_i$ , les équations de Schrödinger non linéaires couplées (CNLSE) régissant l'évolution des amplitudes des trois champs (pompe, signal et idler) s'écrivent :

$$\frac{\partial F_p}{\partial z} + j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 F_p}{\partial \tau^2} + j\frac{\beta_4}{24}\frac{\partial^4 F_p}{\partial \tau^4} = j\gamma(|F_p|^2 + 2|F_s|^2 + 2|F_i|^2)F_p + 2j\gamma F_p^* F_i F_s \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial F_s}{\partial z} + j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 F_s}{\partial \tau^2} + j\frac{\beta_4}{24}\frac{\partial^4 F_s}{\partial \tau^4} = j\gamma(2|F_p|^2 + |F_s|^2 + 2|F_i|^2)F_s + j\gamma F_p^2 F_i^* \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial F_i}{\partial z} + j\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 F_i}{\partial \tau^2} + j\frac{\beta_4}{24}\frac{\partial^4 F_i}{\partial \tau^4} = j\gamma(2|F_p|^2 + |F_i|^2 + 2|F_s|^2)F_i + j\gamma F_p^2 F_s^* \quad (3.4)$$

En introduisant les nouvelles variables :

$$A_x = F_x \exp\left(-j\frac{\Delta\beta}{2}z\right) \quad , \quad x = s, i$$

avec  $\Delta\beta = \beta_i + \beta_s - 2\beta_p$  le désaccord de phase linéaire entre les trois vecteur d'ondes donné par :

$$\Delta\beta = \beta_2\Omega^2 + \frac{\beta_4\Omega^4}{12} \quad (3.5)$$

où  $\Omega = \omega - \omega_p$  correspond à l'écart en pulsation entre les ondes signal (idler) et pompe. L'équation (3.5) ne diffère de l'équation (2.75) que par le terme de dispersion d'ordre quatre. Le système d'équations s'écrit alors avec les nouvelles variables, en prenant en compte le gain Raman :

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = j\gamma(|A_p|^2 + 2|A_s|^2 + 2|A_i|^2)A_p + 2j\gamma A_p^* A_s A_i \exp(j\Delta\beta z) \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = j\gamma(2|A_p|^2 + |A_s|^2 + 2|A_i|^2)A_s + j\gamma A_p^2 A_i^* \exp(-j\Delta\beta z) - \frac{g_R}{2}|A_p|^2 A_s \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} = j\gamma(2|A_p|^2 + 2|A_s|^2 + |A_i|^2)A_i + j\gamma A_p^2 A_s^* \exp(-j\Delta\beta z) + \frac{g_R}{2}|A_p|^2 A_i \quad (3.8)$$

où  $\gamma$  est le paramètre non linéaire de la fibre,  $g_R$  le gain Raman ( $g_R > 0$  pour  $\lambda_s < \lambda_p$ ) et ( $g_R < 0$  pour  $\lambda_s > \lambda_p$ ). Dans l'approximation de non atténuation de la pompe,  $P_0 = |A_p|^2 \gg \max(|A_s|^2, |A_i|^2)$  l'enveloppe de la pompe est donnée par la relation simple

---

$A_p = \sqrt{P_0} \exp(j\gamma P_0 z)$ . Les équations CNLSE régissant les amplitudes du signal et de l'idler s'écrivent alors :

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = \left(-\frac{g_R}{2} P_0 + 2j\gamma P_0\right) A_s + j\gamma P_0 A_i^* \exp(j(2\gamma P_0 - \Delta\beta)z) \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} = \left(+\frac{g_R}{2} P_0 + 2j\gamma P_0\right) A_i + j\gamma P_0 A_s^* \exp(j(2\gamma P_0 - \Delta\beta)z) \quad (3.10)$$

Les équations (3.9,3.10) peuvent être écrites en utilisant des fonctions complexes  $g_s$ ,  $g_i$  :

$$g_s(z) = j\gamma P_0 \frac{A_i^*(z)}{A_s(z)} \exp(j(2\gamma P_0 - \Delta\beta)z) - \frac{g_R}{2} P_0 \quad (3.11)$$

$$g_i(z) = j\gamma P_0 \frac{A_s^*(z)}{A_i(z)} \exp(j(2\gamma P_0 - \Delta\beta)z) + \frac{g_R}{2} P_0 \quad (3.12)$$

Il est à noter que les parties réelles de  $g_s$  et  $g_i$  correspondent au gain paramétrique, alors que les parties imaginaires provoquent un déphasage pour les deux signaux. Sans idler à l'entrée, les équations (3.9,3.10) apportent des solutions analytiques pour les ondes signal et idler comme [83] :

$$A_s(z) = A_s(0) \left\{ \cosh(gz) + \left(-\frac{g_R}{2} P_0 + j\left(\gamma P_0 + \frac{\Delta\beta}{2}\right)\right) \frac{\sinh(gz)}{g} \right\} \exp\left(-j\left(\frac{\Delta\beta - 2\gamma P_0}{2}\right)z\right) \quad (3.13)$$

$$A_i(z) = \frac{j\gamma P_0}{g} A_s^*(0) \sinh(gz) \exp\left(-j\left(\frac{\Delta\beta - 2\gamma P_0}{2}\right)z\right) \quad (3.14)$$

avec

$$g^2 = \left\{ (\gamma P_0)^2 - \left(\gamma P_0 + \frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + g_R P_0 \left(\frac{g_R P_0}{4} - j\left(\gamma P_0 + \frac{\Delta\beta}{2}\right)\right) \right\} \quad (3.15)$$

Les fonctions non linéaires complexes  $g_s$  et  $g_i$  sont alors calculés à partir des équations (3.11, 3.12) et les équations (3.13,3.14) :

$$g_s = \frac{(\gamma P_0)^2}{g} \frac{\sinh(gz)}{\left\{ \cosh(gz) + \left(-\frac{g_R}{2} P_0 + j\left(\gamma P_0 + \frac{\Delta\beta}{2}\right)\right) \frac{\sinh(gz)}{g} \right\}} - \frac{g_R}{2} P_0 \quad (3.16)$$

$$g_i = g \frac{\cosh(gz)}{\sinh(gz)} - j\left(\gamma P_0 + \frac{\Delta\beta}{2}\right) \quad (3.17)$$

Lorsque l'effet Raman ne joue pas un rôle significatif ( $|\Omega_p - \Omega_s| > 20 \text{ THz}$ ), l'expression (3.15) peut se simplifier :

$$g^2 = \left\{ (\gamma P_0)^2 - \left(\gamma P_0 + \frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 \right\} \quad (3.18)$$

En écrivant  $g_s = g_s^r + jg_s^i$ , la partie réelle peut être écrite :

$$g_s^r = \frac{\frac{(\gamma P_0)^2}{g} \sinh(gz) \cosh(gz)}{1 + \left(\frac{\gamma P_0}{g} \sinh(gz)\right)^2} \quad (3.19)$$

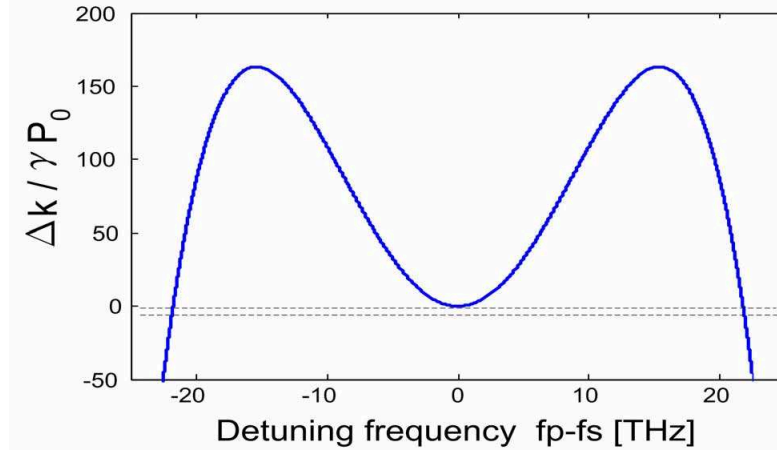


FIG. 3.1 – Le désaccord de phase en fonction du décalage en fréquence pour  $\beta_2 = 8.73 \cdot 10^{-28} \text{ s}^2/\text{m}$ ,  $\beta_4 = -5.6 \cdot 10^{-55} \text{ s}^4/\text{m}$  à  $\lambda_p = 1530 \text{ nm}$  d'après [15].

La partie imaginaire est donnée par :

$$g_s^i = -\frac{\left(\gamma P_0 + \frac{\Delta\beta}{2}\right) \left(\frac{\gamma P_0}{g} \sinh(gz)\right)^2}{1 + \left(\frac{\gamma P_0}{g} \sinh(gz)\right)^2} \quad (3.20)$$

Un gain paramétrique significatif est obtenu pour des fréquences satisfaisant la condition  $-4\gamma P_0 < \Delta\beta < 0$  (voir Eq. 3.18) [84]. Lorsque la longueur d'onde de la pompe est proche de  $\lambda_0$  (longueur d'onde de dispersion nulle) en régime de dispersion normale, l'accord de phase  $\Delta\kappa = 0$  peut être obtenu uniquement si le paramètre  $\beta_4$  est négatif, et la bande de gain s'éloigne de la pompe par rapport au régime anormal de dispersion. Ce processus est illustré sur la figure 3.1, où le désaccord de la constante de propagation est tracée en fonction du décalage fréquentiel pompe-signal. Les lignes pointillées horizontales définissent les limites spectrales de la bande de gain obtenue.

Lorsque l'onde pompe se propage en régime de dispersion normale, elle génère donc par amplification paramétrique des bandes de gain symétriques, étroites, et éloignées de la longueur d'onde de la pompe [84]. Lorsque le décalage spectral  $\lambda_0 - \lambda_p$  augmente, les bandes de gain s'éloignent spectralement de la pompe alors que leurs largeurs diminuent. Par ailleurs, le processus paramétrique est couplé au processus *SRS* pour  $|\Omega_p - \Omega_s| < 20 \text{ THz}$ , ce couplage permettant d'augmenter la possibilité d'adapter le profil spectral de gain en variant la puissance de la pompe [85].

## 3.2 Expériences

### 3.2.1 montage expérimental

Le montage expérimental réalisé par Dahan et Eisenstein [15] est présenté sur la figure 3.2.

---

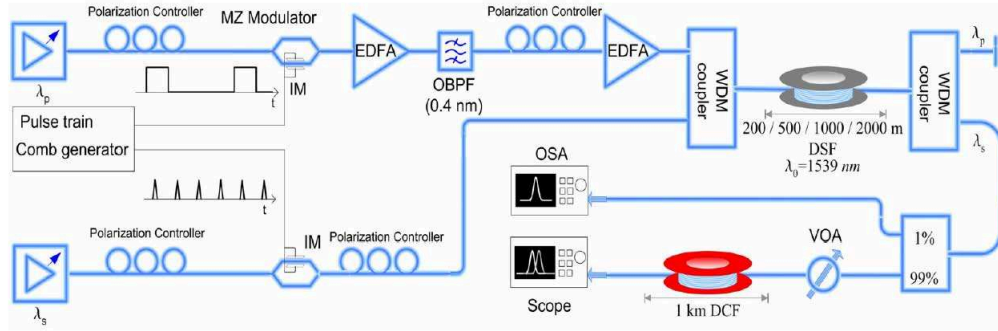


FIG. 3.2 – Montage expérimental : MZ (Mach Zendher), IM (modulation d'intensité), EDFAs (amplificateur fibré dopé Erbium), OBPF (filtre optique passe bande), OSA (analyseur de spectre optique) d'après [15].

Une source laser impulsionnelle accordable en longueur d'onde  $\lambda_p$  (impulsions de 2 ns avec un rapport cyclique variant de 0.7% à 2.5%) sert de source pompe. Cette source est pré-amplifiée et filtrée avant d'être à nouveau amplifiée par un amplificateur de haute puissance avec une puissance de sortie moyenne de +27 dBm, équivalent à une puissance crête de quelques Watts. Un signal de faible amplitude, modulé afin de produire des impulsions de 70 ps à 500 MHz de fréquence, est combiné avec l'onde pompe à travers un coupleur WDM. Les deux signaux passent à travers une fibre DSF de différentes longueurs et caractérisée par une dispersion nulle à la longueur d'onde de  $\lambda_{0D} = 1539$  nm, et par un paramètre  $\beta_4$  négatif.

Un autre coupleur à la sortie de la fibre DSF permet de séparer les signaux. Afin d'enlever les ondes pompe et idler résiduelles, une fibre à dispersion compensée DCF de 1 km est utilisée pour améliorer la séparation temporelle lors de la caractérisation. L'atténuateur optique VOA est utilisé avant la fibre DSF pour éviter les effets non linéaires. Un analyseur de spectre optique est utilisé pour enregistrer les spectres de gain paramétrique. Un détecteur à 10 GHz suivi d'un oscilloscope sert à caractériser le retard optique. Le retard optique est ainsi obtenu en comparant la position temporelle du sommet de l'impulsion signal pour différentes puissances de la pompe.

### 3.2.2 Spectres de gain théoriques et expérimentaux

La figure 3.3(a) représente les spectres d'émission spontanée amplifiée (ASE) dans 200 m de fibre DSF pour différentes valeurs de  $\lambda_p$ . Les spectres sont montrés côté anti-Stokes, mais des spectres similaires symétriques par rapport à la pompe existent du côté Stokes. Ces spectres ASE, similaires à ceux donnés en [84], représentent les profils spectraux exacts du gain paramétrique assisté par Raman, en accord avec les profils théoriques montrés sur la figure 3.3(b). La figure 3.4(a) montre un zoom des spectres expérimentaux ASE centrés aux alentours de 1428 nm pour différentes puissances de pompe, et pour une longueur d'onde fixée à  $\lambda_p = 1535$  nm. La largeur du spectre varie de 1 à 5 nm lorsque le gain à  $\lambda_s$  augmente de 25 à 49 dB. Les spectres s'élargissent et se décalent vers les basses

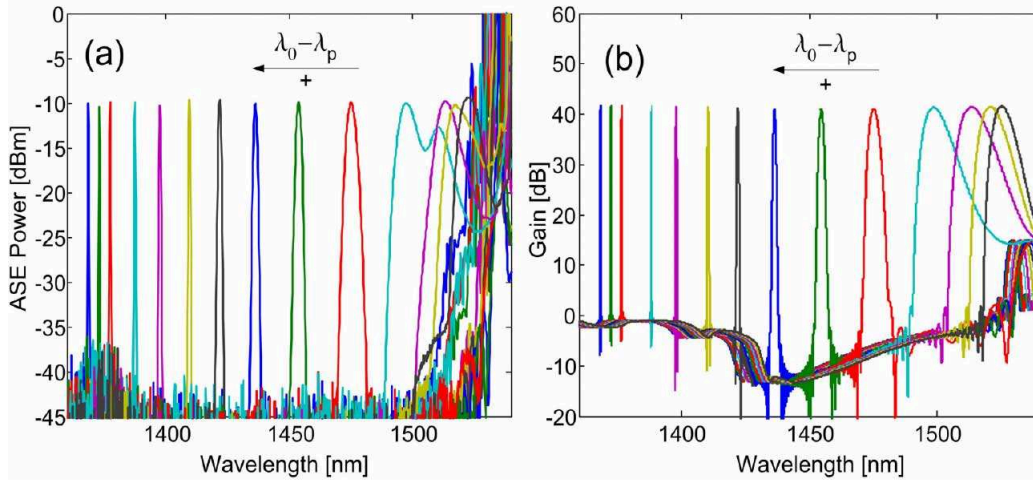


FIG. 3.3 – (a) Spectres expérimentaux (ASE) en puissance. (b) Spectres théoriques du gain pour 200 m d'une fibre (DSF) en utilisant des longueurs d'onde de pompe différentes (d'après la référence [15]).

longueurs d'onde (puisque  $\beta_4 < 0$ ), en accord avec le spectre de gain calculé numériquement (figure 3.4(b)). Le couplage entre le processus paramétrique et le processus Raman élargit donc le spectre de gain essentiellement du côté anti-Stokes, et diminue légèrement le gain. Cet élargissement est clairement observable sur la figure 3.4(b), en comparant avec les bandes de gain lorsque la contribution Raman n'est pas prise en compte dans le calcul. Comparées aux courbes théoriques, l'élargissement plus important des spectres expérimentaux est attribué à la variation longitudinale de  $\lambda_0$  (longueur d'onde au zéro de dispersion) le long de la fibre. Cette variation oblige en effet à augmenter la puissance de la pompe afin de compenser la diminution de l'efficacité du gain, rendant ainsi plus efficace l'effet *SRS* et provoquant donc un élargissement spectral coté anti-Stokes plus conséquent.

### 3.3 Lumière lente

#### 3.3.1 Lumière lente par amplification paramétrique

Le principe de lumière lente induite par amplification paramétrique est basé sur le fait que la partie imaginaire du gain paramétrique provoque un déphasage conduisant à une variation de l'indice de groupe donnée par la relation (2.133) précédemment démontrée :

$$\Delta n_g^{s,i} = c \frac{\partial \Im m(g_{s,i})}{\partial \Omega} \quad (3.21)$$

Cette variation de l'indice de groupe provoque un retard optique donné par la relation (2.134) :

$$\Delta t_{NL}^{s,i} = \int_0^L \frac{\partial \Im m(g)}{\partial \Omega} dz \quad (3.22)$$

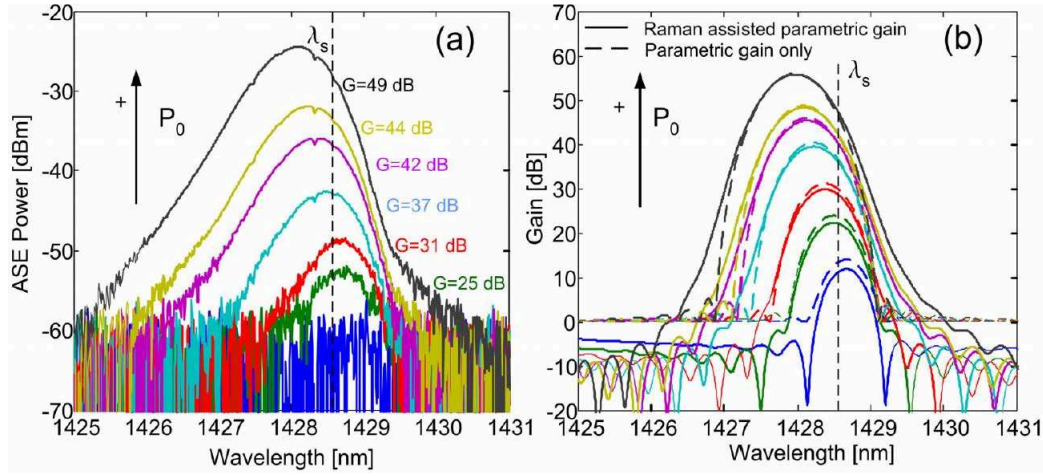


FIG. 3.4 – (a) Spectres expérimentaux (ASE) en puissance. (b) Spectres théoriques du gain pour 200 m d'une fibre (DSF) en utilisant différentes puissances de pompe avec  $\lambda_p = 1535$  nm. Le gain est évalué à  $\lambda_s = 1428.6$  nm d'après la référence [15].

avec  $L$  la longueur de la fibre. En régime de fort gain paramétrique, l'équation (3.20) se simplifie ainsi :

$$g_s^i \approx - \left( \gamma P_0 + \frac{\Delta\beta}{2} \right) \quad (3.23)$$

En utilisant la relation (3.21), la variation de l'indice de groupe en régime de fort gain est égale à :

$$\Delta n_g \approx -c \left( \beta_2(\omega - \omega_p) + \beta_4(\omega - \omega_p)^3/6 \right) \quad (3.24)$$

L'équation (3.24) montre que le spectre de gain étroit induit une augmentation de l'indice de groupe pour les longueurs d'ondes inférieures à la longueur d'onde de pompe (côté anti-Stokes), et qu'il diminue l'indice de groupe pour les longueurs d'ondes supérieures à la longueur d'onde de pompe (côté Stokes). Nous obtenons donc le processus de lumière lente et rapide associé à un gain paramétrique, ce qui est clairement différent des cas habituels pour lesquels le processus de lumière rapide est induit par une bande étroite de gain ou d'absorption (*e.g.*, diffusions Raman ou Brillouin stimulées [8]). Il est à noter que, puisque le processus paramétrique est cohérent, le processus de lumière lente ou rapide est obtenu dans les deux régimes de dispersion dès lors que les coefficients  $\beta_2$  et  $\beta_4$  aient des signes opposés (voir Eq. (3.24)).

La figure 3.5 montre des bandes de gain calculées théoriquement et les retards résultants autour des longueurs d'ondes de 1377 nm (Fig. 3.5 (a)) et de 1721.5 nm (Fig. 3.5 (b)), les conditions de pompage étant similaires à celles utilisées pour calculer l'accord de phase (figure 3.1). La longueur de la fibre est de 200 m. Pour les deux bandes de gain Stokes et anti-Stokes, le gain atteint sa valeur maximale de 34 dB et la valeur absolue maximale du retard optique induit est de 19 ps. Comme précédemment expliqué, le retard optique est positif pour le spectre anti-Stokes centré à 1377 nm, alors qu'il est négatif pour le spectre Stokes centré à 1721 nm. Les deux spectres du retard optique sont larges et

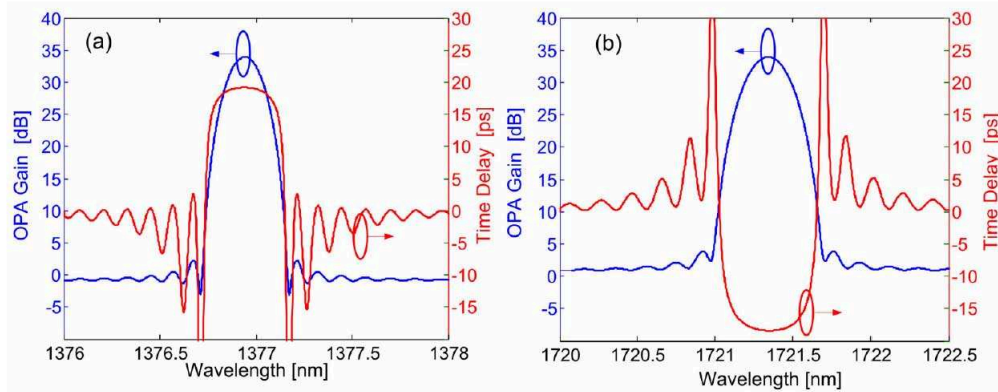


FIG. 3.5 – Les spectres de gain OPA et le retard optique induit calculés théoriquement (a) basses longueurs d’ondes (b) hautes longueurs d’ondes par rapport à la pompe, en utilisant 200 m d’une fibre DSF pour  $\beta_2 = 8.73 \cdot 10^{-28} \text{ s}^2/\text{m}$ ,  $\beta_4 = -5.6 \cdot 10^{-55} \text{ s}^4/\text{m}$  à  $\lambda_p = 1530 \text{ nm}$  [15].

quasiment plats, couvrant ainsi quelques *GHz* pour un gain dépassant 25 *dB*.

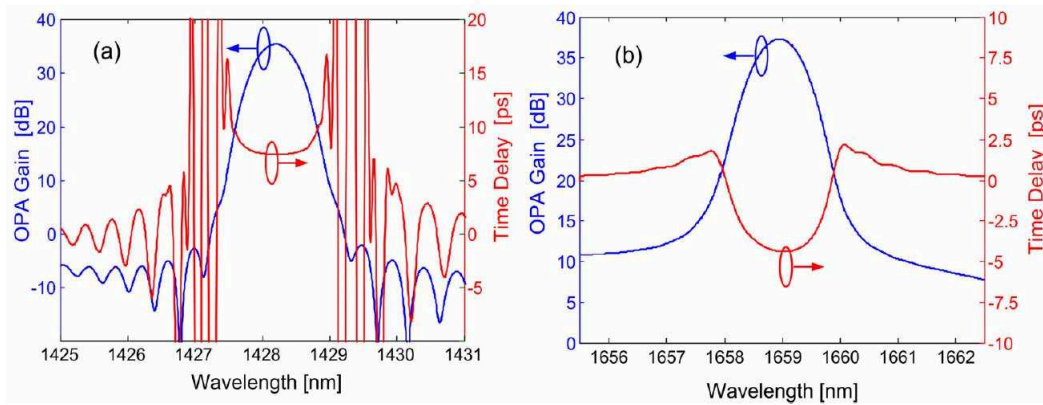


FIG. 3.6 – Les spectres de gain OPA assistés par Raman et le retard optique induit calculés théoriquement : (a) basses longueurs d’ondes, (b) hautes longueurs d’ondes par rapport à la pompe, en utilisant 200 m d’une fibre DSF pour  $\beta_2 = 3.95 \cdot 10^{-28} \text{ s}^2/\text{m}$ ,  $\beta_4 = -5.7 \cdot 10^{-55} \text{ s}^4/\text{m}$  à  $\lambda_p = 1535 \text{ nm}$ , la puissance de la pompe  $P_0 = 10 \text{ W}$  d’après [15].

### 3.3.2 Lumière lente par amplification paramétrique assisté par Raman

Lorsque le décalage en longueur d’onde entre le signal et la pompe est inférieur à 150 *nm*, l’effet Raman devient significatif et introduit une dissymétrie des valeurs de gain entre les côtés Stokes et anti-Stokes. Dans ce cas, le paramètre  $g$  est complexe et



l'expression décrivant l'indice de groupe devient difficile à résoudre analytiquement. Par conséquent, les équations (3.21), (3.16) ne peuvent être calculées que numériquement.

Lorsque les conditions d'accord de phase ne sont pas satisfaites, l'effet Raman atténue un signal côté anti-Stokes et amplifie un signal Stokes, induisant également des retards optiques très faibles (de l'ordre de quelques femtosecondes). Lorsque l'accord de phase est atteint, l'effet Raman modifie donc légèrement le gain *OPA* en le diminuant côté anti-Stokes et en l'augmentant côté Stokes. Plus précisément, la bande de gain Raman étant bien plus large que le gain *OPA*, le gain *OPA* est donc modifié côté anti-Stokes par un fond quasi-continu d'absorption Raman. Par conséquent le paramètre complexe  $g_s$  présente des variations plus nettes, conduisant ainsi à une variation d'indice de groupe plus importante, ce qui améliore le retard optique résultant. D'autre part, côté Stokes, le gain *OPA* s'établit sur un fond quasi-continu d'amplification Raman, ce qui adoucit les variations du gain  $g_s$ , conduisant ainsi à une variation de l'indice de groupe plus faible et donc à un retard optique plus faible. Ces explications permettent de comprendre l'influence significative du gain Raman, pourtant très large spectralement, sur le retard optique.

Le rôle de l'effet Raman est illustré sur la figure 3.6 qui montre les spectres de gain et les retards optiques résultants centrés sur 1428 nm (Fig. 3.6(a)) et centrés sur 1659 nm (Fig. 3.6(b)). La longueur d'onde de la pompe est  $\lambda_p = 1535$  nm et les paramètres de la fibre pour  $\lambda_p$  sont  $\beta_2 = 3.95 \cdot 10^{-28} \text{ s}^2/\text{m}$  et  $\beta_4 = -5.7 \cdot 10^{-55} \text{ s}^4/\text{m}$ . L'effet Raman introduit une dissymétrie des spectres conduisant à un gain maximum de 33 dB côté anti-Stokes et 37 dB côté Stokes pour une puissance de pompe de  $P_0 = 10$  W. Le retard optique est plus important côté anti-Stokes, surtout aux bords de la bande de gain. Le retard optique obtenu est de 7.5 ps couvrant une région assez plate pour des valeurs de gain supérieures à 25 dB. Cette région représente une bande passante de 150 GHz (Fig. 3.6(a)). Côté Stokes, le retard optique au centre de la bande de gain est négatif (la vitesse augmente) et atteint une valeur plus faible de -4.5 ps, et couvrant 110 GHz pour laquelle la valeur du gain est supérieure à 30 dB (Fig. 3.6(b)). De plus, l'effet du processus Raman sur le retard optique est montré en comparant la figure 3.7 qui représente les spectres du gain et du retard optique sans effet Raman avec la figure 3.6 pour la même longueur d'onde de pompe. Les spectres de gain redeviennent alors symétriques et les retards optiques sont différents de ceux présentés sur la figure 3.6. Les valeurs absolues dans ce cas sont 5.4 ps dans les deux régions spectrales. En comparant les figures 3.7 et 3.5 (les deux n'ayant pas la contribution Raman), on voit que lorsque la longueur d'onde de la pompe augmente, les spectres de gain sont plus larges et les retards optiques sont alors réduits.

Il est à noter que les processus de lumière lente et rapide sont définis dans les figures 3.7 et 3.5 seulement pour le signal. Autrement dit, pour une longueur d'onde de pompe donnée, le signal subit le processus de lumière lente côté anti-Stokes et le processus de lumière rapide côté Stokes. Dans les deux cas, l'idler généré spontanément se propage à la même vitesse que celle du signal et subit donc également les processus de lumière lente ou rapide.



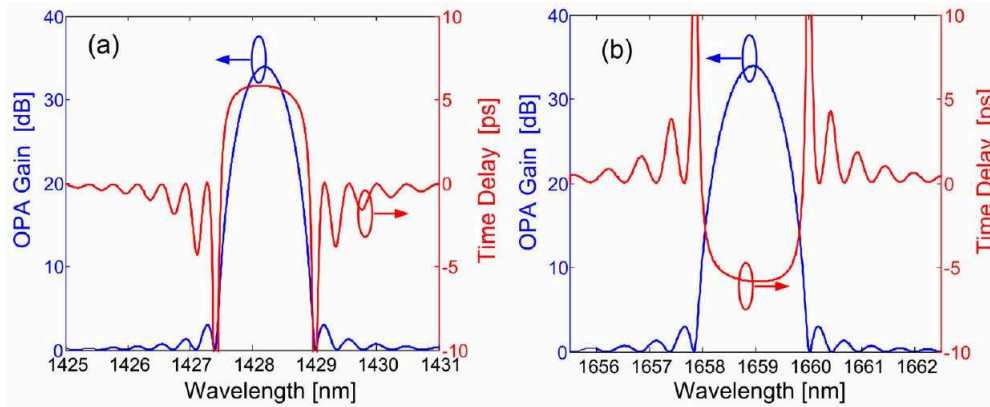


FIG. 3.7 – Les spectres du gain OPA avec l’effet Raman supprimé artificiellement et le retard optique induit calculés théoriquement : (a) basses longueurs d’ondes et (b) hautes longueurs d’ondes par rapport à la pompe, en utilisant 200 m d’une fibre DSF pour  $\beta_2 = 3.95 \cdot 10^{-28} \text{ s}^2/\text{m}$ ,  $\beta_4 = -5.7 \cdot 10^{-55} \text{ s}^4/\text{m}$  à  $\lambda_p = 1535 \text{ nm}$  d’après [15].

### 3.3.3 Observations expérimentales et simulations de la lumière lente

#### 3.3.3.1 Retard optique en fonction du gain

Ce travail correspond au travail de la référence [15]. Dans la première expérience, la longueur de la fibre est de 200 m, la longueur d’onde de la pompe est  $\lambda_p = 1536.3 \text{ nm}$ , et la longueur d’onde du signal est  $\lambda_s = 1448.8 \text{ nm}$ . La figure 3.8(a) montre les mesures expérimentales des positions de l’impulsion signal mesurées pour différents niveaux de gain, alors que la figure 3.8(b) trace les prédictions numériques issues des équations de Schrödinger non linéaires couplées [23].

Les simulations sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Dans les deux cas, le retard optique augmente en fonction du gain en atteignant une valeur de 6.5 à 7 ps. Ce retard optique reste modéré, dû à la courte longueur de la fibre et au décalage spectral (même faible) de la longueur d’onde de dispersion nulle  $\lambda_0$ . Lorsque le gain augmente et que les effets de saturation apparaissent, l’impulsion s’élargit légèrement, ce qui est plus clair dans les résultats expérimentaux en raison de l’asymétrie de l’impulsion utilisée. La courte longueur de la fibre et le spectre du gain relativement large minimisent l’effet préjudiciable de la variation de  $\lambda_{0D}$  le long de la fibre en permettant de bons accords entre les expériences et les simulations numériques.

#### 3.3.3.2 Dépendance du retard en fonction de la longueur d’onde de la pompe et de la longueur de la fibre

Afin de démontrer la dépendance du retard optique en fonction de la longueur de la fibre et en fonction de la longueur d’onde de pompe, une deuxième expérience a été effectuée avec  $\lambda_p = 1535 \text{ nm}$  et  $\lambda_s = 1428.6 \text{ nm}$ . Plusieurs longueurs de fibre DSF, de 200 m à 2 km, ont été utilisées comme illustré sur la figure 3.9. Chaque groupe de courbes de

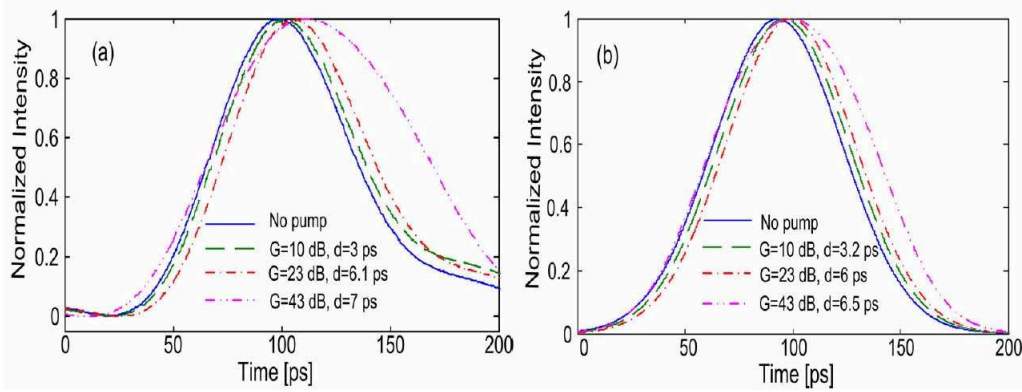


FIG. 3.8 – La position de l'impulsion pour différentes valeurs de gain à  $\lambda_s = 1448.8 \text{ nm}$  en utilisant 200 m d'une fibre DSF, la longueur d'onde de la pompe était  $\lambda_p = 1536.3 \text{ nm}$  : (a) résultats expérimentaux et (b) résultats de simulation numériques d'après [15].

la figure 3.9 compare la position temporelle de l'impulsion signal lorsque la pompe est éteinte (trait (1)) avec les positions temporelles de cette même impulsion pour différents niveaux du gain paramétrique. Le tableau 3.11 résume les valeurs minimales et maximales du retard optique et la plage de contrôle du retard optique pour chaque longueur de la fibre. Dans tous les cas, le retard optique augmente en fonction du gain et en fonction de la longueur de fibre. Le retard optique maximal augmente de 21.2 ps jusqu'à 161.5 ps pour des longueurs de fibre DSF variant de 200 m à 2000 m. Pour une longueur donnée de fibre, l'augmentation du gain peut induire une saturation de l'amplification : le retard optique augmente encore dans ce cas mais un élargissement de l'impulsion apparaît. Par ailleurs, comme le gain est non linéaire et s'élargit en fonction de la puissance de la pompe, il y a un niveau minimal de puissance de pompe à partir duquel tout le spectre de l'impulsion est amplifié. Ce niveau du gain définit le gain minimal qui assure une détection de signal par un récepteur standard 10 GHz. Le gain maximal est défini comme le gain le plus grand pour lequel un profil clair de l'impulsion est détectée.

La figure 3.10 représente les retards optiques mesurés en fonction du gain paramétrique pour différentes longueurs de fibre. Ces résultats soulèvent deux questions. D'abord, pour un niveau de gain fixé, le retard optique augmente en fonction de la longueur de la fibre. Néanmoins, la plage du retard optique obtenue (relative au retard optique minimal) diminue pour des fibres longues en raison de la saturation. Il existe donc une longueur de fibre optimale, égale à 500 m dans l'expérience présentée, et pour laquelle la plage de variation du retard optique est 1.46 fois plus large que le retard optique minimal. La seconde question concerne la dépendance du retard optique en fonction du niveau de gain. Étonnamment, le retard optique dans la figure 3.10 ne converge pas vers zéro pour les faibles gain, particulièrement pour des fibres longues. Ce comportement est dû à l'interaction entre l'effet Raman et le gain paramétrique, comme montré dans les résultats de simulations numériques de la figure 3.12. La figure 3.12(a) montre les résultats numériques simulant l'expérience décrite dans les figures 3.9 et 3.10. Pour des fibres longues et pour des puissances faibles de pompe, le gain OPA est faible et son spectre est plus étroit que celui de l'impulsion. Le spectre de gain Raman est absorbant et caractérisé par une

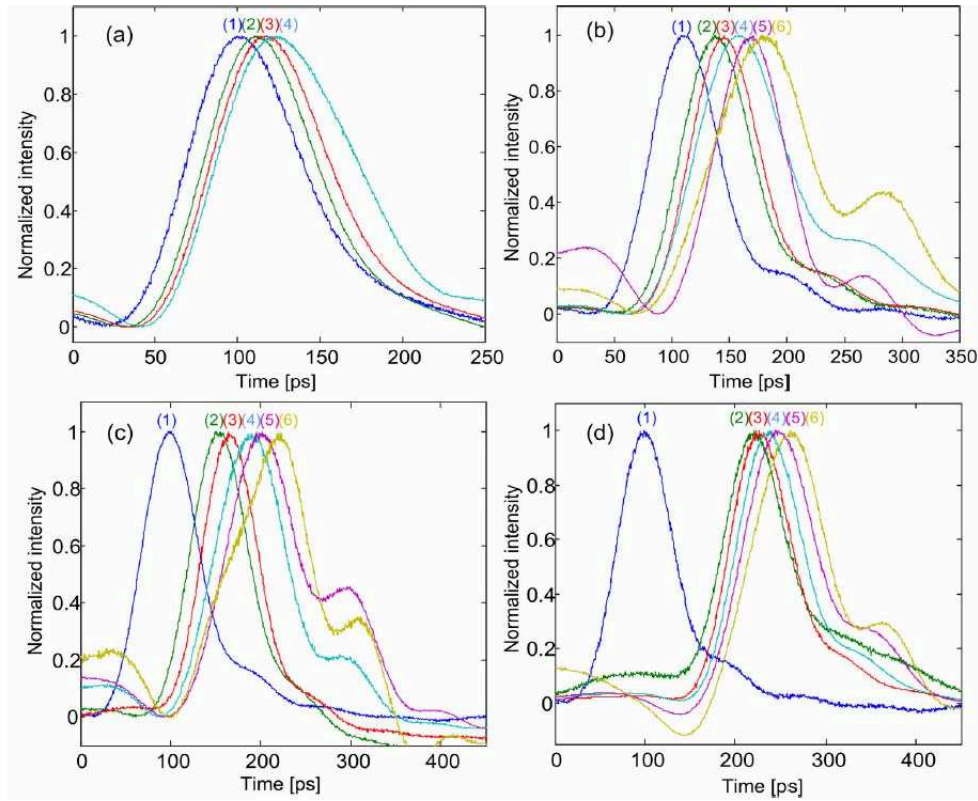


FIG. 3.9 – Résultats expérimentaux pour de différentes valeurs de gain à  $\lambda_s = 1428.6$  nm en utilisant différentes longueurs de la fibre DSF : (a) 200 m, (b) 500 m, (c) 2000 m. Les indices représentent les différentes valeurs de gain qui sont résumées dans la figure 3.10 d'après [15].

grande bande passante de sorte que le gain total est négatif. Dans ces conditions, le retard optique est faible, et il peut être soit négatif soit positif comme montré dans l'encart. Lorsque la puissance pompe augmente, le gain *OPA* augmente, s'élargit et se décale vers les basses longueurs d'ondes (voir la figure 3.4). Pour ce régime de gain, des parties du spectre de l'impulsion ne subissent pas de gain, conduisant ainsi à une déformation sévère de l'impulsion, et le retard optique est mal défini. A un certain niveau de gain, la bande de gain devient suffisamment large pour amplifier tout le spectre de l'impulsion signal et le retard croît de manière brutale, résultant dans un seuil similaire au comportement présenté dans la figure 3.12(a). Pour des fibres courtes, le gain *OPA* correspondant aux faibles niveaux de puissances de la pompe est plus large, de sorte que l'effet de filtrage spectral est négligeable. Pour la fibre de 500 m, l'encart présente un trait montrant un comportement similaire à un seuil, alors que pour 200 m le seuil n'existe pas.

Une comparaison quantitative avec la figure 3.10 révèle un bon accord, avec néanmoins quelques différences lorsque le gain est grand et les fibres longues. Les données mesurées de la figure 3.10 sont pour des niveaux de gain de 5 dB et plus. Par conséquent, le régime d'absorption ne peut pas être vu. Les différences entre les expériences et les simulations sont attribuées à la variation de la longueur d'onde à dispersion nulle  $\lambda_0$  le long de la fibre

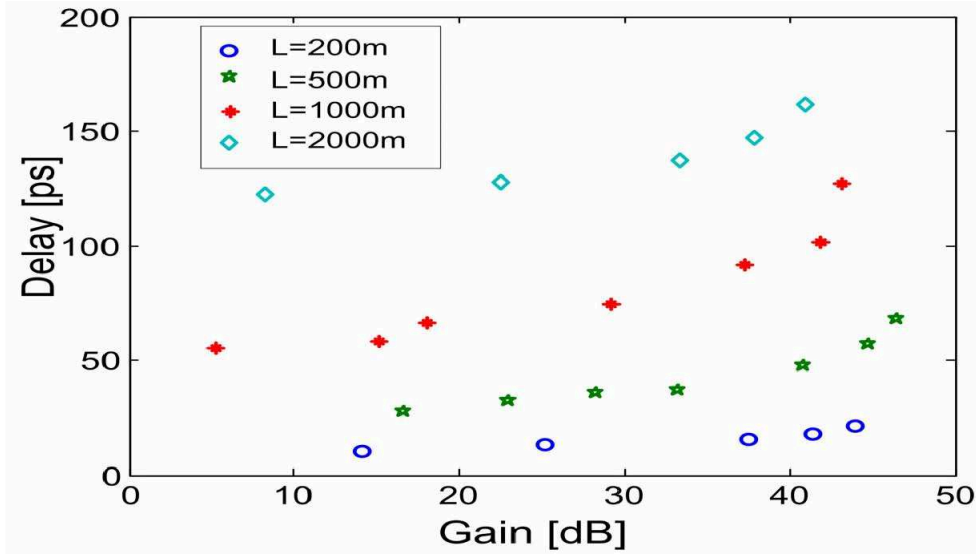


FIG. 3.10 – retards optiques mesurés en fonction du gain pour différentes longueurs de fibre à  $\lambda_s = 1428.6 \text{ nm}$  [15].

Fiber length [m]	200	500	1000	2000
Minimum gain, $G_{\min}$ [dB]	14.1	16.6	5.2	8.2
Minimum delay, $d_{\min}$ [ps]	10.2	27.7	55	122.4
Maximum gain, $G_{\max}$ [dB]	44	46.5	43.4	41
Maximum delay, $d_{\max}$ [ps]	21.2	68.3	121	161.5
Tuning range, $\Delta d$ [ps]	11	40.6	66	39.1
$\Delta d/d_{\min}$ [%]	108	146	120	32

FIG. 3.11 – Valeurs du gain et du retard optique pour  $\lambda_s = 1428.6 \text{ nm}$  et pour différentes longueurs de fibre DSF [15].

imparfaite.

La figure 3.12(b) décrit les retards optiques obtenus par les simulations pour un grand décalage spectral, le gain Raman devenant négligeable. Dans ce cas, le retard optique converge vers zéro pour des niveaux de gain faibles, et la pente est déterminée par la longueur de la fibre. L'effet de filtrage spectral provenant de la largeur étroite du spectre *OPA* dans des fibres longues s'exprime en variant la pente pour le niveau de gain en dessous de 20 dB dans le cas d'une fibre de 1000 m et 1500 m. L'effet de filtrage est plus sévère ici puisque la largeur spectrale du gain *OPA* diminue pour les basses longueurs d'ondes (voir la figure 3.3). Au delà de 1500 m de fibre, la situation est plus critique puisque la largeur spectrale du gain *OPA* est plus étroite que le spectre de l'impulsion pour des gains raisonnables.

La relation entre le retard optique, la longueur de fibre et le gain *OPA* est assez compliquée en raison de la nature distributive du gain paramétrique.

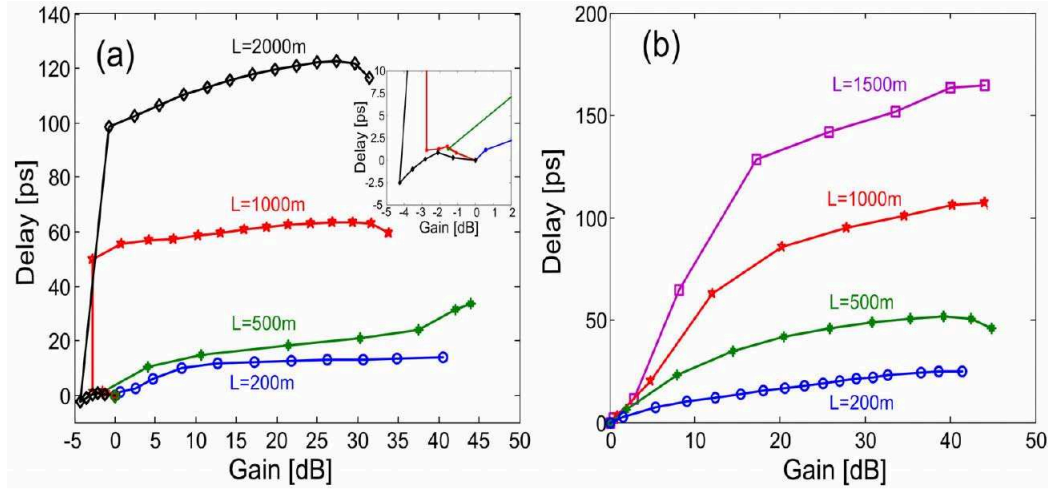


FIG. 3.12 – Retards optiques calculés en fonction du gain pour différentes longueurs de la fibre : (a)  $\lambda_s = 1428.6 \text{ nm}$  et (b)  $\lambda_s = 1377.1 \text{ nm}$  [15].

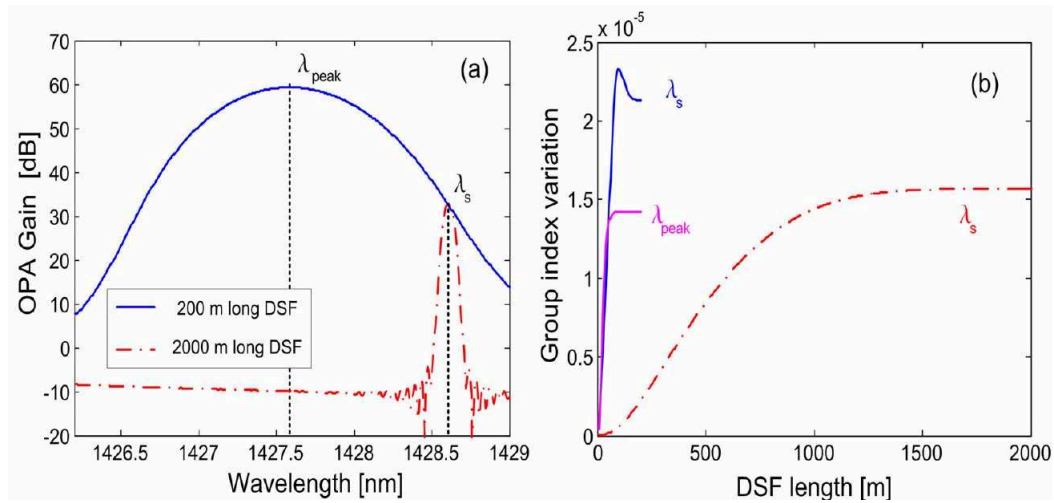


FIG. 3.13 – (a) Spectres théoriques du gain en utilisant 200 m et 2000 m, (b) variation de l'indice de groupe le long de la fibre à  $\lambda_s$  et  $\lambda_{peak}$  d'après [15].

La figure 3.13(a) montre des spectres de gain calculés pour 200 m et 2000 m de fibre *DSF* pour une même longueur d'onde de pompe. Les deux amplificateurs assistés par Raman produisent un même niveau de gain de 34 dB à  $\lambda_s = 1428.6 \text{ nm}$ . La fibre longue a été pompée par 1 W et le sommet de son spectre est localisé à  $\lambda_s$ , alors que la fibre courte a été pompée par 16.75 W et son sommet de spectre est localisé à  $\lambda_{peak} = 1427.6 \text{ nm}$  pour un gain maximum de 60 dB.

La caractéristique la plus remarquable de la figure 3.13(a) correspond au rétrécissement spectral obtenu pour la fibre la plus longue, qui a pour origine la plage limitée de longueur d'onde pour laquelle les conditions de l'accord de phase sont satisfaites [82]. De toute évidence, le profil spectral du gain varie le long de la fibre, et par conséquent l'indice

de groupe varie continuellement comme montré dans la figure 3.13(b) sur laquelle sont représentées les distributions de l'indice de groupe à  $\lambda_s$  pour les deux fibres ainsi que ces distributions au sommet du gain pour la fibre courte. Dans tous les cas, l'indice de groupe varie linéairement avant d'atteindre un plateau après une certaine distance. La fibre la plus longue, nécessitant un pompage inférieur, possède le spectre le plus étroit. En conséquence, les variations du gain par unité de longueur sont plus faibles. Le retard optique total, résultant de l'effet cumulatif de la distribution de l'indice de groupe, est plus grand dans la fibre la plus longue comme prévu par l'équation (3.22). La plage étroite d'accordabilité du retard optique caractérisant les fibres longues résulte du fait que leurs retards optiques minimaux sont grands et qu'ilsaturent rapidement. Dans l'amplificateur court, le signal est localisé en bordure de spectre de gain où les variations de l'indice de groupe sont augmentées.

### 3.3.3.3 Retard optique en fonction de la position de la longueur d'onde du signal dans le spectre de gain

Les variations du retard optique en fonction de la position de la longueur d'onde du signal dans le spectre de gain sont examinées en utilisant une fibre *DSF* de 200 m de long. La fibre courte a été choisie afin de minimiser la variation longitudinale de la longueur d'onde à dispersion nulle  $\lambda_0$ . En raison du manque de sources contrôlables dans au voisinage de 1427 nm, la longueur d'onde du signal a été fixée à  $\lambda_s = 1428.6$  nm, et la longueur d'onde de la pompe a été ajustée de manière à balayer la bande de gain par le signal. Puisque les variations de la longueur d'onde de la pompe sont faibles, le profil spectral du gain reste inchangé. En effet, une variation de la longueur d'onde de la pompe de 0.18 nm permet de balayer entièrement la bande de gain par le signal, avec un profil spectral inchangé. La figure 3.14(a) montre les spectres d'émission spontanée amplifiés *ASE* pour différentes longueurs d'onde de pompe. La figure 3.14(b) montre les retards optiques mesurés correspondants subis par une impulsion à la longueur d'onde du signal. Comme prévu par la théorie, la combinaison entre l'effet Raman et le gain paramétrique améliore le retard optique aux bords du spectre de gain, tandis que le gain diminue. Lorsque le gain paramétrique ne compense pas complètement l'absorption induite par l'effet Raman, le retard optique augmente d'un facteur trois. Néanmoins, un élargissement est visible dans les deux cas. Lorsque le signal est proche du sommet du gain, l'élargissement est dû à la saturation. Cependant, lorsque le signal est localisé au bord du spectre, il y a de fortes variations d'indice de groupe qui induisent une forte dispersion.



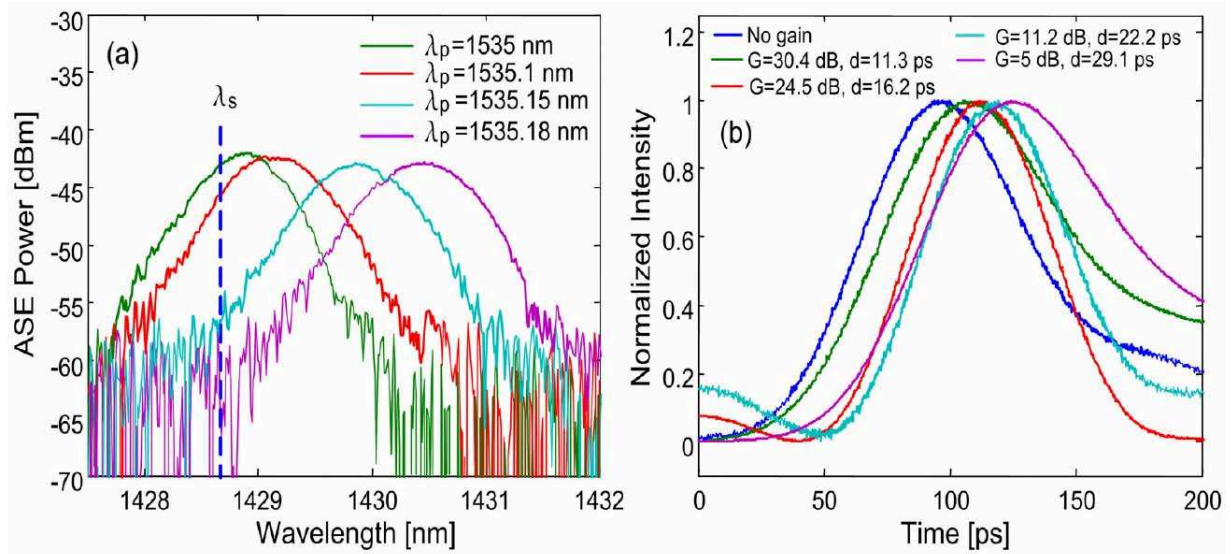


FIG. 3.14 – (a) Spectres ASE en puissance pour différentes longueurs d'onde de la pompe, (b) les signaux correspondants à  $\lambda_s = 1428.6$  nm [15].

### 3.4 Conclusion

Les résultats théoriques et expérimentaux de la Réf. [15] présenté dans ce chapitre nous servirons de référence pour nos études sur la lumière lente basées sur les différents processus d'amplification paramétrique vectorielle. Ces résultats nous fournissent en effet des bases de comparaison.

En premier lieu, l'effet Raman ne peut être négligé dès lors que la bande de gain OPA couvre la bande de gain Raman. En effet, même si l'effet Raman modifie très légèrement le gain final, il semble modifier notablement le retard optique final. Nous l'intégrerons donc dans nos études théoriques.

En second lieu, les retards optiques obtenus nous permettent de fixer des limites à atteindre en termes de performance. Pour exemple, la valeur maximale de retard par mètre de fibre semble être obtenue pour 500 m de fibre et est égale à 0.16 ps par mètre de propagation (tableau 3.11). Un bon accord expérience - théorie semble également avoir été obtenu.

Enfin, l'étude de la référence [15] présentée nous permet d'anticiper des effets indésirables susceptibles de dégrader la qualité de la ligne à retard. Nous avons retenu l'effet d'élargissement de l'impulsion retardée par filtrage spectral du spectre signal par une bande de gain trop étroite. La durée de l'impulsion signal doit donc être soigneusement choisie afin d'éviter ce phénomène. Il sera pris en compte dans nos études théoriques. Par ailleurs, la saturation du gain provoquée par l'atténuation de l'impulsion pompe amène une déformation de l'impulsion signal. Nous éviterons donc dans nos études ce régime de pompe déplétée. Enfin, le retard optique dépend fortement de la position de la longueur d'onde du signal dans la bande de gain. Un signal en bordure de bande de gain subit

---

un retard optique nettement supérieur que celui obtenu au sommet de la bande de gain. Mais, l'impulsion ainsi retardée subit une forte déformation temporelle. Nos travaux se centreront essentiellement sur des signaux situés exactement au sommet de la bande de gain.

---





## Chapitre 4

# Lumière lente par amplification optique paramétrique dans les fibres optiques fortement biréfringentes

Nous proposons dans ce chapitre d'utiliser la nature vectorielle du processus paramétrique (*OPA*), afin de démontrer théoriquement que des délais optiques importants peuvent être obtenus dans une fibre optique fortement biréfringente.

Contrairement au processus scalaire, le processus vectoriel de l'amplification optique paramétrique (*OPA*) offre en effet la possibilité de générer des bandes de gain de largeurs très étroites, ce qui doit permettre de générer des retards optiques très importants.

L'étude analytique que nous développerons dans ce chapitre permet d'obtenir une expression claire et simple du retard optique induit par ralentissement de la lumière en fonction des paramètres intrinsèques de la fibre uniquement. De même, des résultats de simulations numériques dans le cas de dispersion normale ainsi que dans le cas de dispersion anormale sont présentés et comparés. En plus, nous présenterons certaines limitations au retard optique. Pour finir, nous développerons l'étude analytique et numérique en incluant l'effet Raman.

## 4.1 Lumière lente par amplification paramétrique

### 4.1.1 Étude analytique du gain et calcul du retard optique

Le gain paramétrique dans les fibres optiques fortement biréfringentes dépend du processus de mélange à quatre ondes dégénéré impliquant trois champs que nous appellerons pompe  $A_p(z, t)$ , signal  $A_s(z, t)$  et idler  $A_i(z, t)$ , caractérisés par des fréquences angulaires  $\omega_p$ ,  $\omega_s$ , et  $\omega_i$  qui satisfont la loi de conservation de fréquence  $2\omega_p = \omega_s + \omega_i$ . À noter que le traitement usuel du mélange à quatre ondes ne tient pas compte des ondes non accordées en phase [86], pour lesquelles le gain sera considéré nul.

---

Notons que l'effet Raman n'est pas pris en compte dans cette première étude analytique. Nous verrons qu'il est néanmoins important de ne pas négliger cet effet lorsque la fréquence de modulation se situe au voisinage du décalage Raman (13.2 THz). Cet effet sera donc inclu dans la théorie à la fin de ce chapitre.

En régime de non atténuation de la pompe, les équations de Schrödinger non linéaires couplées (CNLSE), régissant les amplitudes des champs signal  $u_s$  polarisé suivant l'axe lent  $x$  et idler  $v_i$  polarisé suivant l'axe rapide  $y$ , s'écrivent (voir sec :2.4.2) :

$$\frac{\partial u_s}{\partial z} = +j\frac{\Delta\kappa}{2}u_s + j\frac{\gamma P_0}{3}v_i^* \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial v_i^*}{\partial z} = -j\frac{\gamma P_0}{3}u_s - j\frac{\Delta\kappa}{2}v_i^* \quad (4.2)$$

où  $\Omega = \omega_s - \omega_p$  correspond à la fréquence angulaire de modulation,  $\delta$  le paramètre de biréfringence,  $\gamma$  le coefficient non linéaire de la fibre,  $\beta_2$  le coefficient de dispersion de vitesse de groupe, et  $z$  la distance de propagation dans la fibre. On introduit les nouvelles variables d'amplitudes :

$$B_{sx} = u_{sx} \exp(-j\frac{\Delta\kappa}{2}z) \quad (4.3)$$

$$B_{iy} = v_{iy} \exp(-j\frac{\Delta\kappa}{2}z) \quad (4.4)$$

$\Delta\kappa$  correspond au désaccord de phase total donné par l'éq. (2.99). En substituant les équations (4.3, 4.4) dans les équations (4.1, 4.2), nous obtenons les équations suivantes :

$$\frac{\partial B_{sx}}{\partial z} = \frac{j}{3}\gamma P_0 B_{iy}^* \exp(-j\Delta\kappa z) \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial B_{iy}^*}{\partial z} = -\frac{j}{3}\gamma P_0 B_{sx} \exp(j\Delta\kappa z) \quad (4.6)$$

Afin de trouver les solutions de ces dernières équations, nous dérivons l'équation (4.5) en fonction de  $z$ , et, après utilisation de l'équation (4.6), nous obtenons une équation différentielle du deuxième ordre en  $B_{sx}$ . Nous cherchons alors une solution sous la forme suivante :

$$B_{sx} = \exp\left(-j\frac{\Delta\kappa}{2}z\right) (A \cosh(gz) + B \sinh(gz)) \quad (4.7)$$

avec  $g$  le gain paramétrique (par unité de longueur) des ondes signal et idler accordées en phase :

$$g = \sqrt{\left(\frac{\gamma P_0}{3}\right)^2 - \left(\frac{\Delta\kappa}{2}\right)^2} \quad (4.8)$$

Le premier terme représente le déphasage non linéaire résultant de l'inter-modulation de phase dégénérée entre les deux composantes de pompe  $\gamma P_0/3$ , et le second terme au désaccord de phase total  $\Delta\kappa$ . Pour un accord de phase parfait (soit  $\Delta\kappa = 0$ ), le gain est alors maximal et constant pour une puissance de pompe donné ( $g^{max} = \gamma P_0/3$ ) [24].

---

Les constantes A, B de l'équation (4.7) peuvent être calculées à partir des conditions aux limites à l'entrée de la fibre :

$$(B_{sx})_{z=0} = B_{sx0} \Rightarrow A = B_{sx0}$$

$$\left(\frac{\partial B_{sx}}{\partial z}\right)_{z=0} = 0 \Rightarrow B = \left(\frac{j\kappa}{2g}\right)B_{sx0}$$

ce qui nous permet d'obtenir l'évolution de l'amplitude du signal  $B_{sx}$  au cours de la propagation :

$$B_{sx}(z) = B_{sx0} \exp\left(-j\frac{\Delta\kappa}{2}z\right) \left(\cosh(gz) + j\left(\frac{\Delta\kappa}{2g}\right)\sinh(gz)\right) \quad (4.9)$$

L'amplitude de l'idler peut alors être déduite en remplaçant l'équation (4.9) dans l'équation (4.6) et en intégrant l'équation résultante sur  $z$  :

$$B_{iy}^*(z) = -j\left(\frac{\gamma P_0}{3g}\right) B_{sx0} \sinh(gz) \exp\left(j\frac{\Delta\kappa}{2}z\right) \quad (4.10)$$

Nous définissons des fonctions complexes  $g_s$  et  $g_i$  pour le signal et l'idler par les relations suivantes :

$$\frac{\partial B_{sx}}{\partial z} = g_s B_{sx} \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial B_{iy}}{\partial z} = g_i B_{iy} \quad (4.12)$$

En remplaçant  $\frac{\partial B_{sx}}{\partial z}$  et  $B_{sx}$  d'après les équations (4.5,4.9) dans l'équation 4.11 nous obtenons le gain du signal :

$$g_s(z) = \frac{\left(\frac{\gamma P_0}{3}\right)^2}{g} \frac{\sinh(gz)}{\cosh(gz) + j\left(\frac{\Delta\kappa}{2g}\right)\sinh(gz)} \quad (4.13)$$

Afin de chercher le gain de l'idler, il faut remplacer  $\frac{\partial B_{iy}}{\partial z}$  et  $B_{iy}$  d'après les complexes conjugués des équations (4.6,4.10) dans l'équation 4.12, on obtient :

$$g_i(z) = g \frac{\cosh(gz)}{\sinh(gz)} - j\frac{\Delta\kappa}{2} \quad (4.14)$$

Concernant la partie réelle et imaginaire du gain du signal, nous obtenons (en utilisant la formule  $\cosh^2(gz) = 1 + \sinh^2(gz)$ ) :

$$g_s^r(z) = \frac{\left(\frac{\gamma P_0}{3}\right)^2}{g} \frac{\sinh(gz) \cosh(gz)}{1 + \left(\frac{\gamma P_0}{3g} \sinh(gz)\right)^2} \quad (4.15)$$

$$g_s^i(z) = -\left(\frac{\gamma P_0}{3}\right)^2 \frac{\Delta\kappa}{2g^2} \frac{\sinh^2(gz)}{1 + \left(\frac{\gamma P_0}{3g} \sinh(gz)\right)^2} \quad (4.16)$$

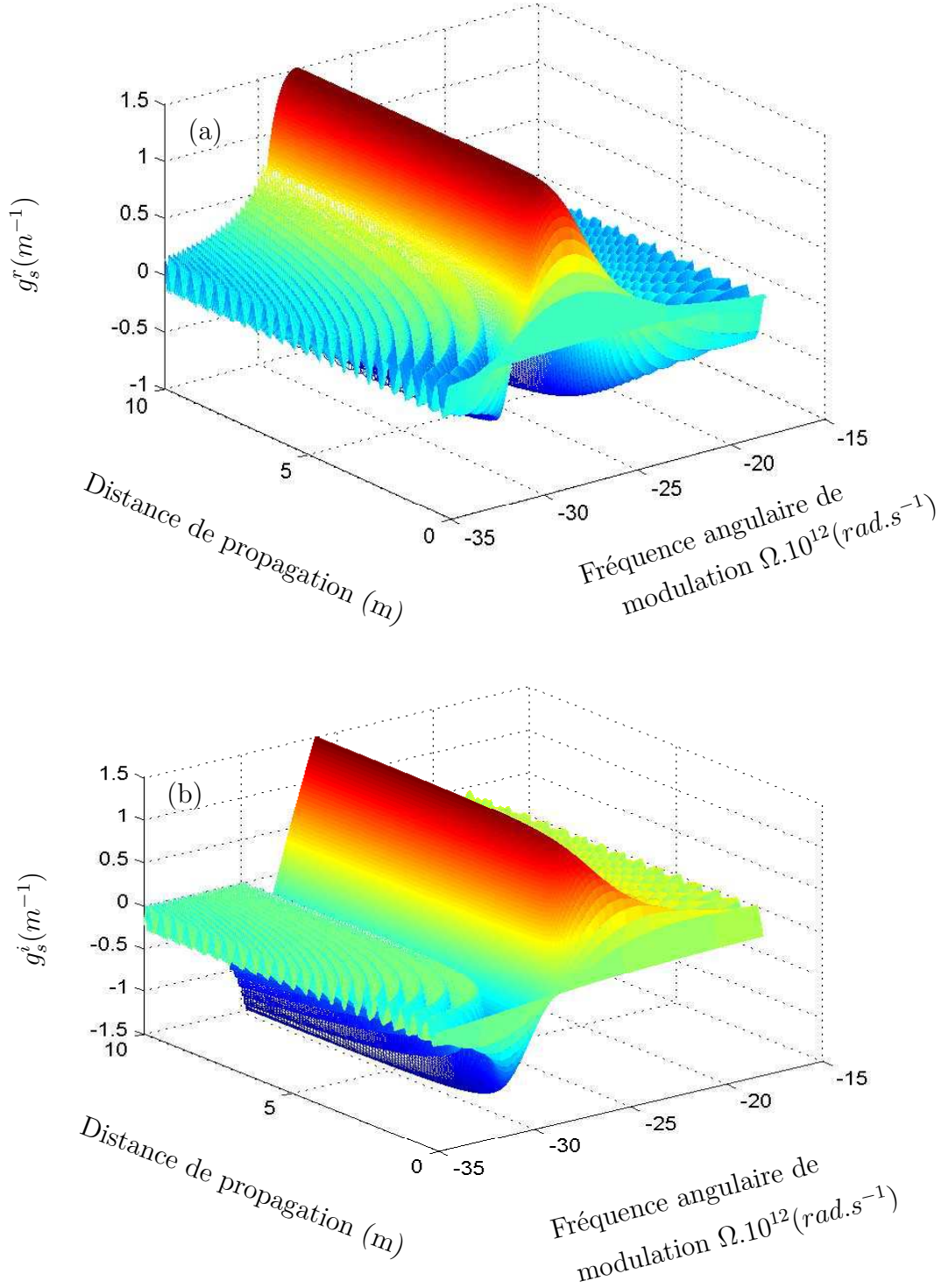


FIG. 4.1 – (a) Évolution de la partie réelle du gain  $g_s$ , (b) Évolution de sa partie imaginaire au cours de la propagation dans la fibre fortement biréfringente. Les paramètres sont :  $\lambda_p = 532nm$  ;  $\beta_2 = 65.69ps^2.km^{-1}$  ;  $\delta = 2ps.m^{-1}$  ;  $\gamma = 45W^{-1}km^{-1}$  ;  $P_0 = 100W$  et  $L = 10m$ .

---

Les figures 4.1(a) et (b) représentent l'évolution lors de la propagation respectivement de la partie réelle du gain  $g_s$  (côté Stokes) et sa partie imaginaire. L'impulsion pompe a une longueur d'onde de  $\lambda_p = 532nm$ , et une puissance de  $P = 100W$ . La fibre, de longueur  $L = 10m$ , présente un paramètre de biréfringence de  $\delta = 2ps.m^{-1}$ , un coefficient de dispersion de vitesse de groupe  $\beta_2 = 65.69ps^2.km^{-1}$ , et un coefficient non linéaire de  $\gamma = 45W^{-1}.km^{-1}$ . Ces paramètres, correspondant au cas d'une fibre à maintien de polarisation (*PMF*) uni-modale dans le domaine de fréquences visibles, sont similaires à ceux utilisés dans la référence [87].

Il est important d'insister sur le fait que les parties réelles des gains complexes du signal et de l'idler agissent sur les amplitudes de ces champs, alors que les parties imaginaires agissent sur leurs phases en induisant une dispersion non linéaire responsable du processus de la lumière lente ou rapide. A partir des parties imaginaires des gains complexes, il est alors possible de déduire la variation d'indice de groupe dans la fibre, et par conséquent le retard optique données par les relations (2.133,2.134) [15]. Remarquons dans l'équation (2.134) que  $\Omega$  est négatif (positif) pour un signal Stokes (anti-Stokes) décalé vers les basses (hautes) fréquences par rapport à la pompe. Dans le cas où le délai  $\Delta t_{NL}^{s,i}$  est positif, le signal est ralenti, et dans le cas contraire (négatif), il est donc accéléré.

En régime de fort gain ( $gz \gg 1$ ), nous obtenons d'après les équations précédentes (4.16) et (4.14)  $\Im m(g_s) = \Im m(g_i) = -\Delta\kappa/2$ . L'expression analytique du retard optique peut alors s'écrire sous la forme suivante (voir Eq. (2.99)) :

$$\Delta t_{NL}^s = -\Delta t_{NL}^i = -\left(\beta_2\Omega + \frac{\delta}{2}\right)L \quad (4.17)$$

L'équation (4.17) met en évidence que l'impulsion signal subit un retard optique, tandis que l'impulsion idler subit une avance optique de même valeur. Ces retards optiques dépendent de la dispersion, de la biréfringence et de la longueur de la fibre. Contrairement aux systèmes basés sur le processus *OPA* scalaire [15], le retard optique vectoriel varie avec la biréfringence de la fibre, expliquant que des retards optiques plus importants peuvent être atteints.

Considérons la fréquence angulaire de modulation du signal à l'accord de phase  $\Delta\kappa = 0$ . La dépendance du retard optique en fonction de la puissance de pompe peut être obtenue en réécrivant l'équation (4.17) sous la forme suivante (voir éq. 2.102) :

$$\Delta t_{NL}^s = -\Delta t_{NL}^i = L\sqrt{\left(\frac{\delta}{2}\right)^2 - \beta_2\gamma P_0} \quad (4.18)$$

Dans le cas où  $\gamma P_0$  est faible, il est possible d'approximer (voir éq. 2.102)  $\Omega \simeq -\delta/\beta_2$  [88]. Le retard optique correspondant est alors donné par la relation simple  $\Delta t_{NL}^s = \delta L/2$ . Nous verrons dans la section suivante que cette expression simplifiée du retard optique est en bon accord avec les simulations numériques.

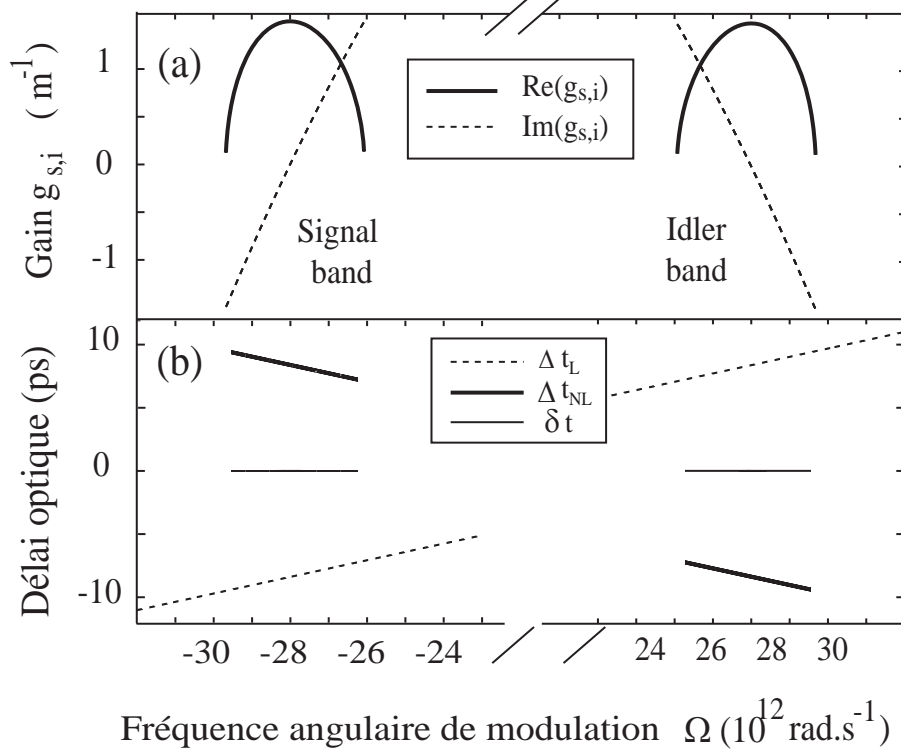


FIG. 4.2 – (a) Le gain paramétrique en fonction de la fréquence angulaire de modulation  $\Omega$  avec la partie réelle en trait plein et la partie imaginaire en traits pointillés. (b) Le retard optique dû au processus de la lumière lente (trait plein gras) et le retard optique linéaire (traits pointillés) dû à la biréfringence et la dispersion dans le référentiel moyen de la pompe, le retard total  $\delta t = \Delta t_L + \Delta t_{NL}$  (trait plein). Les paramètres sont :  $\lambda_p = 532 \text{ nm}$  ;  $\beta_2 = 65.69 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$  ;  $\delta = 2 \text{ ps} \cdot \text{m}^{-1}$  ;  $\gamma = 45 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$  ;  $P_0 = 100 \text{ W}$  et  $L = 10 \text{ m}$ .

La figure 4.2(a) représente les parties réelles (trait plein) et imaginaires (traits pointillés) de  $g_s, g_i$  en fonction de la fréquence angulaire de modulation  $\Omega$ , en sortie de fibre (courbes en fin de propagation des Figs.4.1(a) et (b)). En parallèle, la figure 4.2(b) montre le retard optique  $\Delta t_{NL}$  (trait plein gras) généré par le gain paramétrique. Comme illustré, pour une puissance crête de pompe de  $100 \text{ W}$  et une longueur de fibre de  $10 \text{ m}$ , l'impulsion signal est ralentie optiquement d'environ  $8 \text{ ps}$  par rapport au régime linéaire quand la pompe est éteinte. *A contrario*, si l'impulsion signal est localisée dans la bande anti-Stokes et polarisée selon l'axe rapide, cette impulsion sera avancée de la même quantité de  $8 \text{ ps}$  (trait plein gras pour une fréquence angulaire positive de modulation). Il est important de noter que les retards optiques (avance ou retard) ont pour origine le processus de gain paramétrique, contrairement aux retards optiques induits par les processus Brillouin ou Raman et localisés respectivement dans la bande de gain (retard) et la bande d'absorption (avance) [15]. Nous pouvons donc ralentir ou accélérer une impulsion signal tout en l'amplifiant.

Le walk-off linéaire, dû aux effets combinés de la biréfringence et de la dispersion de vitesse de groupe dans le référentiel  $R_g$  se déplaçant à la vitesse de groupe moyenne entre

les vitesses de groupe de deux composantes de la pompe  $v_g = (v_g^{px} + v_g^{py})/2$ , est donné par la relation  $\Delta t_L^s = -\Delta t_L^i = (\beta_2\Omega + \frac{\delta}{2})L$  (traits pointillés, Fig. 4.2(b)). Nous remarquons immédiatement que les retards linéaires et non linéaires ont la même expression mathématique, au signe près. Le retard optique total  $\delta t = \Delta t_{NL} + \Delta t_L$  est également représenté sur la Fig. 4.2(b) en trait fin. Il est nul et plat sur toute la bande du gain paramétrique. Ainsi, l'effet de la lumière lente (ou rapide) induit un accord de la vitesse de groupe entre les impulsions signal et idler présentant des polarisations croisées, comportement qui évoque l'effet de piégeage des solitons vectoriels de polarisation générés par instabilité de modulation dans les fibres à maintien de polarisation *PMF* [87].

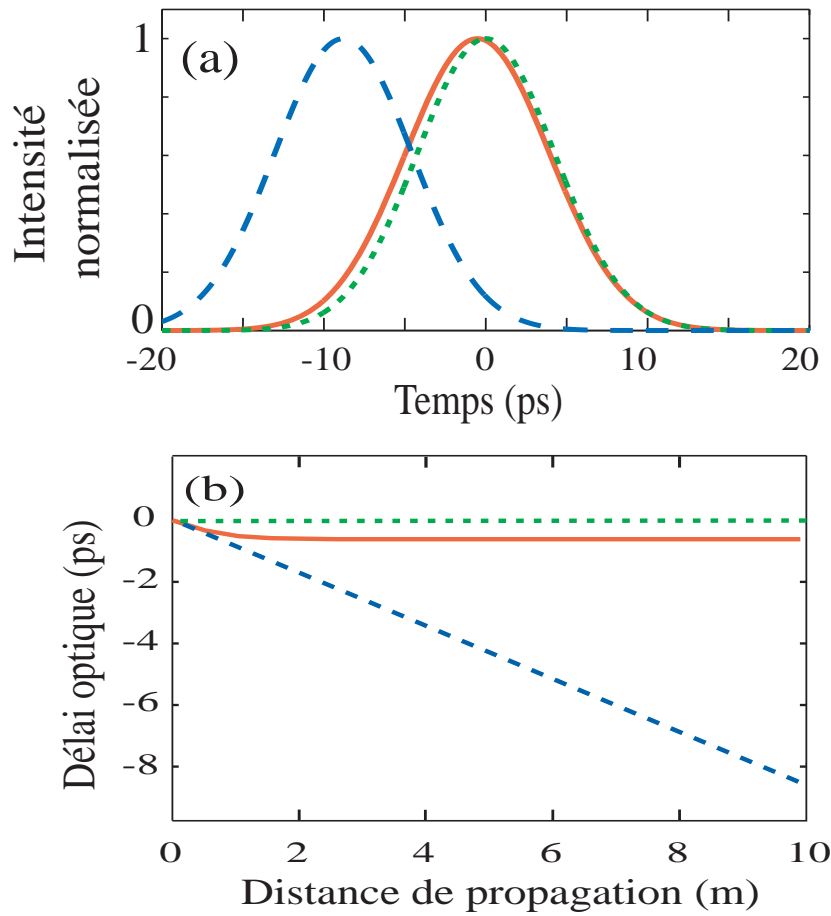


FIG. 4.3 – *Simulations numériques : (a) Profils normalisés des impulsions en sortie de fibre (b) le retard optique en fonction de la distance de propagation, en régime non linéaire en trait plein rouge pour le signal et en traits pointillés verts pour l'idler. Pour comparaison, le profil (traits pointillés bleus) indique la position du signal en régime linéaire. Les paramètres sont :  $\lambda_p = 532\text{nm}$  ;  $\beta_2 = 65.69\text{ps}^2.\text{km}^{-1}$  ;  $\delta = 2\text{ps.m}^{-1}$  ;  $\gamma = 45\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  ;  $P_0 = 100\text{W}$  et  $L = 10\text{m}$ .*

#### 4.1.2 Simulations numériques : Dispersion normale

Afin de valider notre théorie analytique, nous avons développé des simulations numériques basées sur les équations de Schrödinger non linéaires couplées *CNLSE* (voir sec :



2.4.2) en régime de dispersion normale dans une fibre fortement biréfringente uni-modale dans le domaine des fréquences visibles. Nous injectons dans la fibre une impulsion pompe de profil rectangulaire d'une durée de 300  $ps$  et à une longueur d'onde de 532  $nm$ , polarisée à 45° des axes neutres d'une fibre à maintien de polarisation [87] de 10  $m$  de long, ainsi qu'une impulsion signal gaussienne, de 10  $ps$  de largeur à mi-hauteur, et polarisée sur l'axe lent. La longueur d'onde du signal est décalée du côté Stokes de la pompe au maximum du gain paramétrique de la Fig. 4.2, c'est-à-dire à 536.26 $nm$  ( $\Omega = -28.10^{12}rad.s^{-1}$ ). Les autres paramètres sont les mêmes que ceux de la Fig. 4.2. Notons que l'impulsion signal Stokes, bien que polarisée suivant l'axe lent de la fibre, est plus rapide que l'origine du référentiel moyen  $R_g$ , provenant du fait que le retard induit par la dispersion de vitesse de groupe (négatif) est supérieur au retard dû à la biréfringence (positif).

La figure 4.3(a) montre l'impulsion signal normalisée à la sortie de la fibre fortement biréfringente en régime linéaire (tirets bleus), et en régime de lumière lente (trait plein rouge) dans le référentiel moyen  $R_g$ . Il est clair que l'impulsion signal subit en régime non linéaire un retard optique de près de 8  $ps$ , sans distorsion d'impulsion significative, par rapport au régime linéaire pour 10  $m$  de propagation. L'impulsion idler générée spontanément par OPA est également représentée sur la Fig. 4.3 (en traits pointillés verts). Il apparaît que l'impulsion idler est accordée en vitesse de groupe avec le signal comme nous le prédit la théorie analytique précédemment énoncée section 4.1.1. Néanmoins, il reste un retard résiduel faible de 0.6  $ps$  entre le signal et l'idler en fin de fibre. Cette différence est due au régime de faible gain paramétrique lors de l'amplification du signal en début de propagation. En effet, en régime de faible gain, le retard induit par l'amplification paramétrique n'équilibre pas totalement les retards linéaires, induisant un léger décalage temporel. Ce faible décalage n'apparaît pas sur l'impulsion idler, celle-ci n'étant pas présente à l'entrée de la fibre. L'impulsion idler reste donc parfaitement centrée sur l'origine du référentiel moyen  $R_g$ .

Afin d'expliquer précisément ce décalage résiduel, la figure 4.3 (b) représente l'évolution du retard optique en fonction de la distance de propagation pour le signal en régime linéaire (tirets bleus) et en régime non linéaire (trait plein rouge), ainsi que pour l'idler en régime non linéaire (traits pointillés verts). On remarque que le retard du signal en début de propagation en régime non linéaire suit le retard du signal en régime linéaire, signifiant que le retard non linéaire induit n'est pas maximum, le régime de fort gain n'étant pas encore atteint. A partir de 1.5 $m$  de propagation, le retard du signal en régime non linéaire devient alors constant, signifiant que le régime de fort gain est atteint.

En régime de fort gain, le processus de lumière lente compense parfaitement le retard linéaire dû à la biréfringence et à la dispersion au cours de la propagation comme prévu analytiquement par l'éq. (4.17). Le retard optique généré par le processus de lumière lente de 0.8  $ps$  par mètre de propagation correspond approximativement à la moitié du paramètre de biréfringence  $\delta = 2ps.m^{-1}$  comme prévu précédemment par l'expression analytique simple  $\Delta t_{NL}^s = \delta L/2$ . En outre, la Fig. 4.3(b) établit également que le retard optique est linéairement proportionnel à la longueur de la fibre, comme il est prévu par la théorie.

---

### 4.1.3 Accordabilité du retard optique

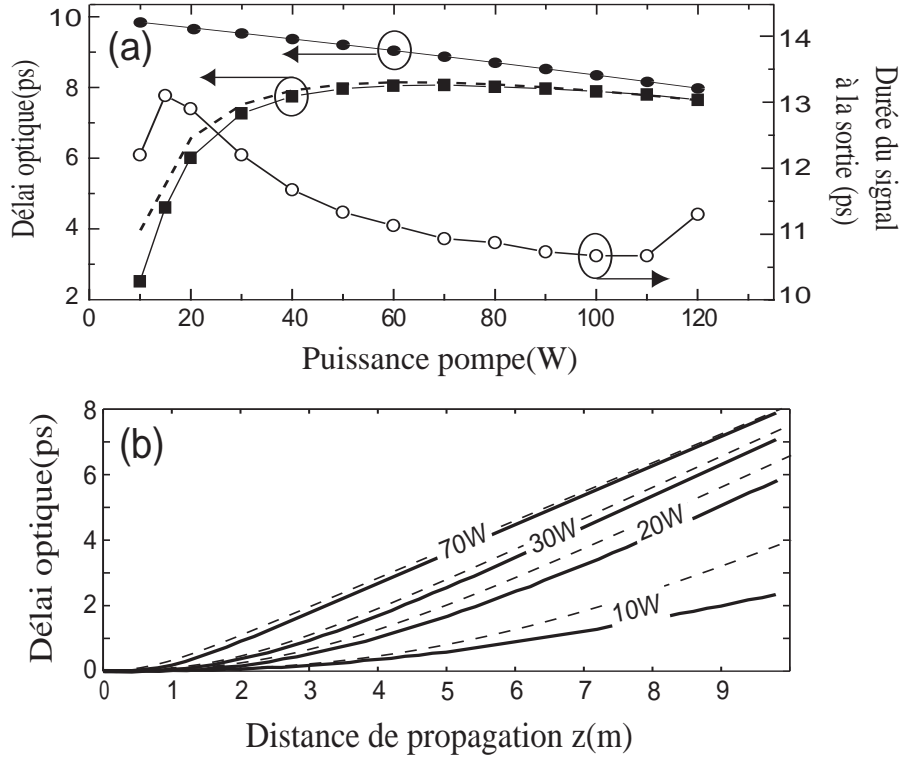


FIG. 4.4 – Simulations numériques : (a) le retard optique (à gauche, carré) et la durée de l'impulsion (à droite, cercle ouvert) en fonction de la puissance de la pompe pour une fibre de 10 m de long. (b) le retard optique en fonction de la distance de propagation pour quatre différentes puissances de pompe. Le retard optique (à gauche, cercle noir) en régime du fort gain calculé par l'équation (4.17). Les traits pointillés sur les deux cadres montrent la comparaison avec les résultats de l'équation (2.134). Les paramètres sont :  $\lambda_p = 532\text{nm}$  ;  $\beta_2 = 65.69\text{ps}^2.\text{km}^{-1}$  ;  $\delta = 2\text{ps.m}^{-1}$  ;  $\gamma = 45\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  ; et  $L = 10\text{m}$ .

Dans cette section, nous allons examiner l'accordabilité du retard optique paramétrique en fonction de la puissance de pompe lorsque la longueur d'onde du signal est maintenue au sommet de la bande du gain. L'équation (4.18) explicite le fait que le retard n'est pas une fonction linéaire de la puissance de pompe, contrairement aux autres systèmes de lumière lente induit par diffusion Brillouin ou Raman dans une fibre optique [11]. Cette différence peut s'expliquer par le fait que, lorsque la puissance de pompe augmente, le spectre de gain paramétrique voit tout naturellement son maximum augmenter, mais il subit également un élargissement et un décalage vers les basses fréquences. Par conséquent, le retard optique doit rester quasiment constant en régime permanent du gain.

La figure 4.4(a) représente le retard optique obtenu pour une fibre de 10 m en fonction de la puissance de pompe en entrée. Plus précisément, nous avons modélisé ce retard

optique à partir des différentes équations théoriques à notre disposition. La courbe pointillée représente le retard optique analytique le plus général et calculé à partir de l'équation générale (2.134) définissant le retard optique comme l'intégrale sur la distance parcourue de la variation de l'indice de groupe. Ce retard optique inclut donc le régime de faible gain et le régime de fort gain. Les cercles noirs représentent ce même retard analytique mais à partir de l'équation (4.18) qui ne tient pas compte du régime de faible gain. Enfin, les carrés noirs représentent le retard optique issu des simulations numériques à partir des *CNLSE*.

Ces retards optiques issus des simulations numériques sont en très bon accord avec les retards analytiques calculés à partir de l'équation générale (2.134) permettant de valider nos simulations numériques. En revanche, les retard optiques calculés à partir de l'équation (4.18) sont en désaccord pour les faibles puissances. Pour plus de détail, nous traçons sur la figure 4.4(b) l'évolution du retard optique au cours de la propagation pour différentes puissances de pompe. Le retard optique calculé à partir de l'équation (2.134) est également tracé en traits pointillés, et montre un bon accord avec les simulations numériques, l'écart entre les courbes étant certainement dû à la prise en compte du caractère impulsionnel dans nos simulations numériques. Nous observons clairement sur cette figure que le régime de faible gain est d'autant plus long que la puissance de pompe est faible. Ainsi, le retard final est plus faible que celui attendu si on ne tient compte que du régime de fort gain. Comme illustré sur la Fig. 4.4(a), il existe un régime transitoire pour lequel le retard optique croît de 2 ps à un maximum de 8 ps en régime permanent de gain pour une puissance de pompe d'environ 70 W. Après ce régime transitoire, le retard sature et décroît légèrement en fonction de la puissance de pompe, comme prévu par l'expression analytique 4.18 (le second terme augmente avec  $P_0$  et fait donc diminuer le retard). Ce phénomène vient du fait que la fréquence angulaire de modulation  $\Omega$  diminue car le signal est maintenu au sommet de la bande du gain qui diminue lorsque la puissance augmente (voir fig. 4.5(a)). Ainsi, le retard optique diminue comme prédit par l'expression analytique (4.17).

Par ailleurs, nous avons représenté sur la figure 4.4(b) l'évolution de la durée de l'impulsion signal en sortie de fibre (cercles ouverts) issus des simulations numériques, pour une impulsion signal de 10 ps de largeur à mi-hauteur en entrée de fibre. Il est clair que dans le régime transitoire l'impulsion signal s'élargit de 10 ps vers 13 ps, alors que son élargissement n'est pas significatif pour des fortes puissances. Afin d'expliquer cet élargissement du signal en régime de faible gain, la figure 4.5(a) représente les courbes de gain paramétrique (*OPA*) pour une gamme de puissance entre 10 W et 120 W. De plus, nous représentons sur la figure 4.5(b) la largeur spectrale totale du gain  $\delta\nu$  en fonction de la puissance de pompe (à gauche, carrés noirs), ainsi que la largeur temporelle  $\delta t$  correspondante calculée par la relation limite respectant la transformée de Fourier  $\delta\nu \cdot \delta t = 1/2\pi$  (à droite, triangles noirs). Ainsi, des impulsions de durées bien inférieures à  $\delta t$  auront des spectres plus larges que la bande de gain, subissant alors un filtrage spectral par le gain, ce qui se traduira par une augmentation de la durée des impulsions afin de respecter la condition imposée par la transformée de Fourier. Autrement dit, seules les composantes spectrales du signal comprises dans la bande du gain seront amplifiées, induisant une limitation dans le domaine spectral et donc un élargissement dans le domaine temporel.

---

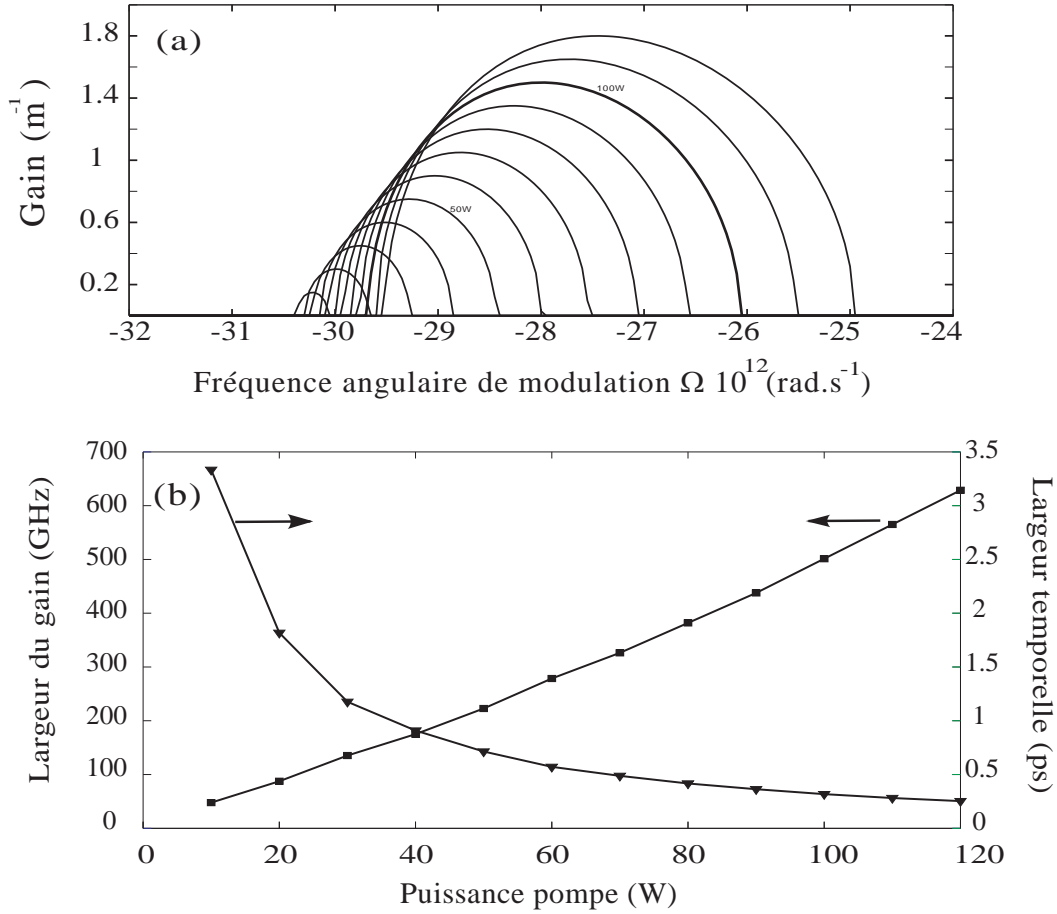


FIG. 4.5 – (a) Courbes du gain paramétrique (OPA) par mètre en fonction de fréquence angulaire de modulation  $\Omega(\text{rad.s}^{-1})$ . (b) Largeur spectrale du gain en GHz (à gauche, carré) en fonction de puissance de pompe. Largeur temporelle du gain (à droite, triangle) en (ps). Les paramètres sont :  $\lambda_p = 532 \text{ nm}$  ;  $\beta_2 = 65.69 \text{ ps}^2.\text{km}^{-1}$  ;  $\delta = 2 \text{ ps.m}^{-1}$  ;  $\gamma = 45 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ , la puissance varie de  $P=10 \text{ W}$  à  $120 \text{ W}$ .

Ainsi, l'impulsion signal subit un filtrage spectral par la bande de gain, ce qui aura pour effet d'élargir l'impulsion. Ce que nous pouvons donc conclure des figures 4.4 est qu'il existe une gamme de puissance de pompe, entre 60W et 110W, pour laquelle le retard optique est maximum (environ 8 ps), et pour laquelle l'impulsion amplifiée ne subit pas d'élargissement significatif (entre 10.7 et 11 ps en sortie de fibre).

La figure 4.6 représente l'évolution du retard optique paramétrique en fonction de la puissance de pompe et de la longueur de fibre. La courbe colorée est issue des simulations numériques *CNLSE*. A titre de comparaison, les résultats analytiques prévus par l'équation générale (2.134) sont superposés en courbes maillées. Pour une longueur donnée de la fibre, il est clair que le retard optique sature rapidement avec la puissance de pompe à la suite du régime transitoire. Néanmoins, ce retard croît linéairement en fonction de la distance de propagation comme prévu par l'équation (4.18).

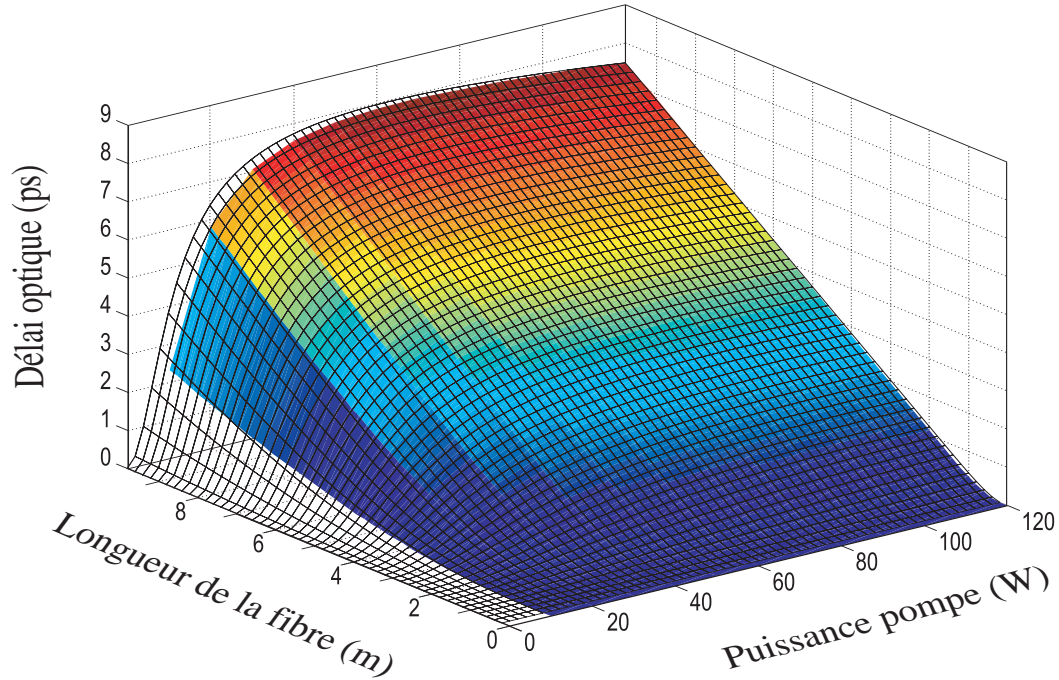


FIG. 4.6 – Le retard optique paramétrique en fonction de la puissance de pompe et de la longueur de fibre, en comparant entre les simulations numériques des CNLEs et les résultats analytiques prévus par l'équation (2.134) (courbes maillées noires), les paramètres sont :  $\lambda_p = 532\text{nm}$  ;  $\beta_2 = 65.69\text{ps}^2.\text{km}^{-1}$  ;  $\delta = 2\text{ps.m}^{-1}$  ;  $\gamma = 45\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ .

#### 4.1.4 Dispersion anormale

Étant donné les applications potentielles dans les systèmes de télécommunication, nous avons également développé des simulations numériques dans une fibre *PMF* de 1-km de longueur ainsi que pour un signal ayant une longueur d'onde à  $1.5\mu\text{m}$ . Afin que le signal soit retardé par *OPA*, l'impulsion signal doit être polarisée sur l'axe lent comme dans le cas précédent, mais localisée du côté anti-Stokes de la bande du gain. En effet, comme le signal se propage en régime de dispersion anormale, les bandes du gain sont à l'inverse du cas précédent (dispersion normale et dans le domaine de fréquences visibles). Autrement dit, l'accord de phase est possible pour un signal anti-Stokes polarisé selon l'axe lent et pour un signal Stokes polarisé selon l'axe rapide (voir sec :2.4.2).

---

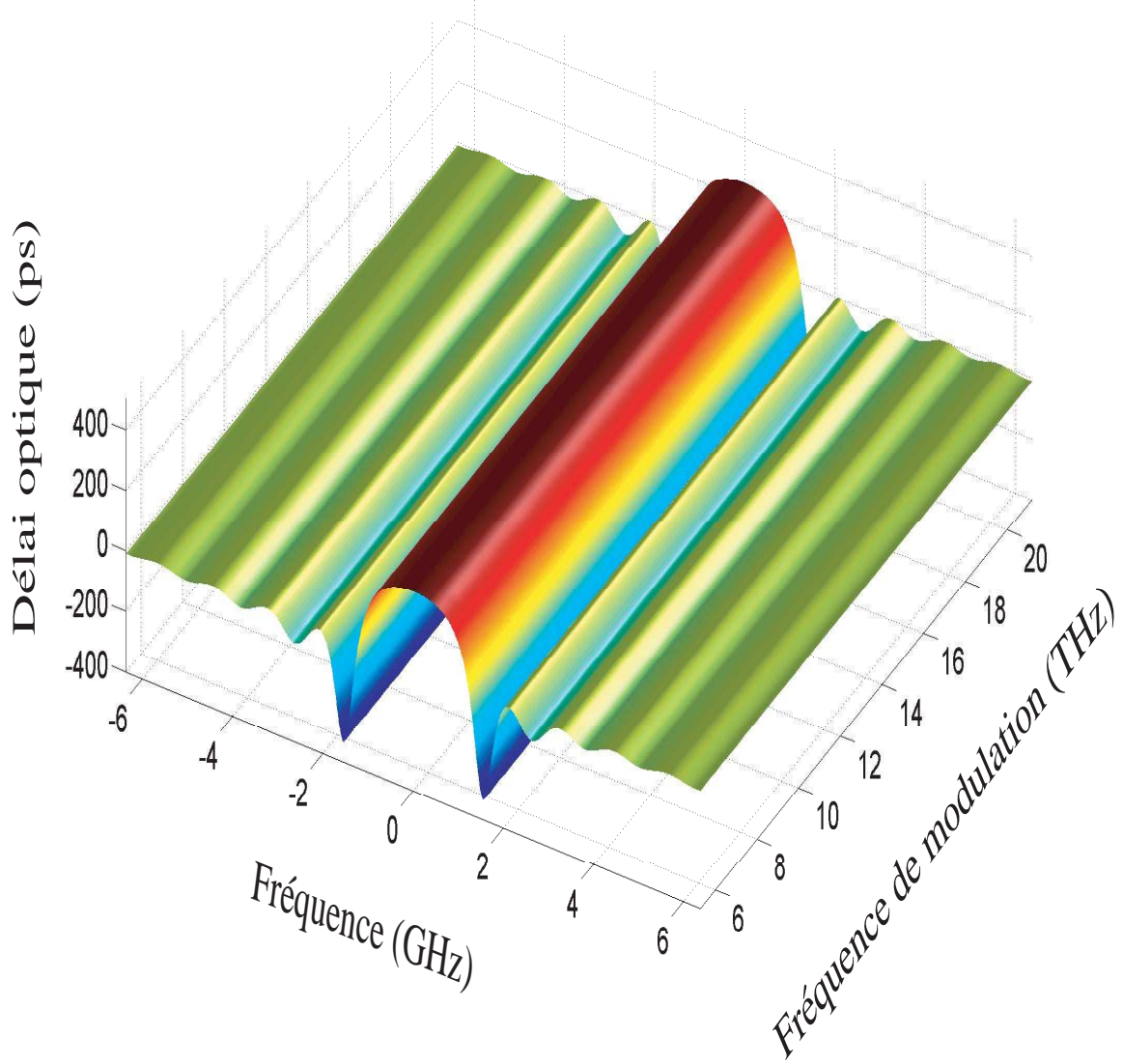


FIG. 4.7 – Résultats analytiques : le retard optique calculé par les équations (2.133,2.134) dans le cas de l'amplification optique paramétrique vectorielle. Les paramètres sont :  $\delta = 2\text{ps.m}^{-1}$  ;  $\gamma = 5\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  ;  $P = 4\text{W}$  ;  $L = 400\text{m}$  et la dispersion de vitesse de groupe est ajustée de  $-15$  à  $-60\text{ ps}^2/\text{km}$ .

Nous allons maintenant présenter l'influence des différents paramètres sur le retard optique obtenu.

La figure 4.7 représente l'évolution du retard en fonction de la dispersion de la fibre et calculée à partir de l'équation analytique générale du retard (2.134). Plus précisément, nous avons fait varier le paramètre de dispersion de vitesse de groupe  $\beta_2$  entre  $-15$  et  $-60\text{ ps}^2/\text{km}$ , induisant une variation de la fréquence de modulation de  $6$  à  $20\text{ THz}$ . Les

courbes de retard optique sont artificiellement centrées sur zéro selon l'axe horizontal afin de faciliter la représentation, alors que l'axe de profondeur représente la fréquence de modulation reliée au paramètre  $\beta_2$ . Les autres paramètres sont le paramètre de biréfringence  $\delta = 2ps.m^{-1}$ , le paramètre non linéaire  $\gamma = 5W^{-1}km^{-1}$ , la puissance de la pompe  $P = 4W$ , et la longueur de la fibre  $L = 400m$ . Il est clair sur la figure 4.7 que le retard optique induit par *OPA* vectorielle, égal à  $250 ps$ , est parfaitement indépendant de la fréquence de modulation, et donc de  $\beta_2$ , pour une puissance de pompe donnée ( $4 W$  ici). Ainsi, le délai induit par *OPA* vectorielle peut être obtenu pour des coefficients  $\beta_2$  variés, et n'est donc pas tributaire de la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre, comme pour la technique *OPA* scalaire [15].

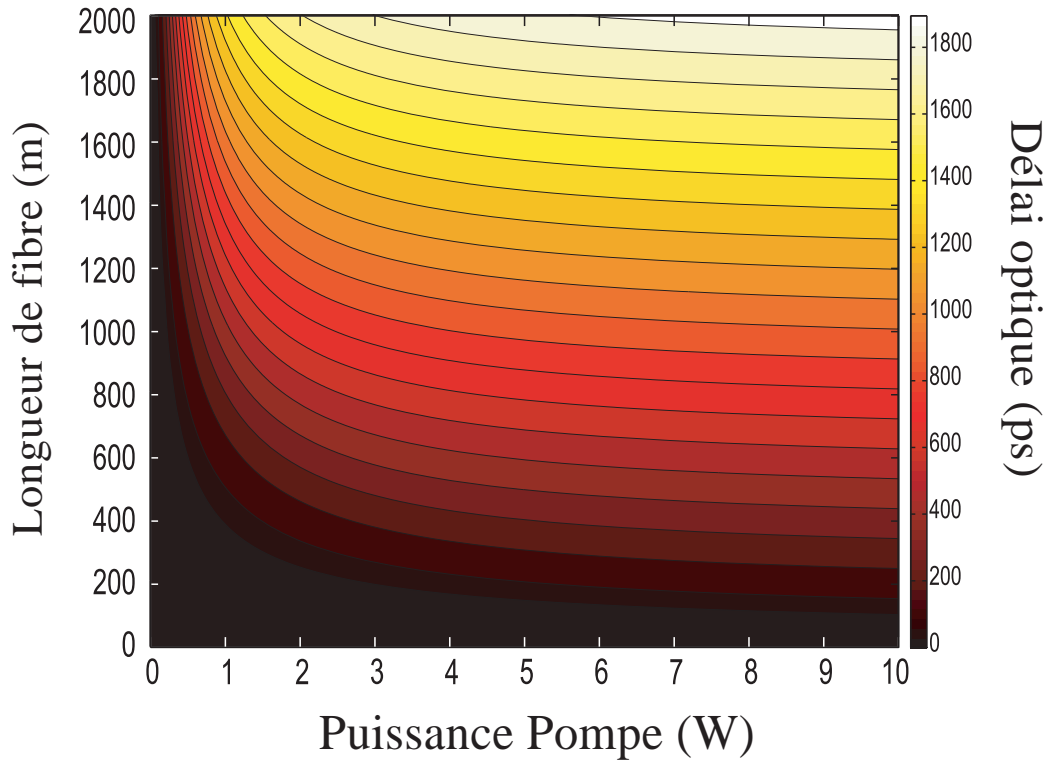


FIG. 4.8 – retard optique (barre de couleur) généré par amplification paramétrique vectorielle dans une fibre uni-modale à maintien de polarisation en fonction de la puissance de pompe et de la longueur de fibre. Les paramètres sont : la longueur d'onde du signal  $\lambda_s = 1.55\mu m$ ,  $\beta_2 = -60ps^2.km^{-1}$ ,  $\delta = 2ps.m^{-1}$ ,  $\gamma = 5W^{-1}km^{-1}$ .

Nous avons également calculé l'évolution du retard optique paramétrique en fonction de la puissance de pompe et de la longueur de fibre. Les paramètres de simulations sont : le paramètre de biréfringence  $\delta = 2ps.m^{-1}$ , le paramètre non linéaire  $\gamma = 5W^{-1}Km^{-1}$ , la dispersion de vitesse de groupe  $\beta_2 = -60ps^2.km^{-1}$ , avec une impulsion pompe rectangulaire de durée de  $10 ns$ , la longueur d'onde de la pompe est à  $1.57 \mu m$ . La figure 4.8 montre les résultats de nos prévisions analytiques données par l'équation générale du



retard (2.134). La puissance de pompe varie de 0 à 10 W, la longueur de la fibre évolue de 0 à 2 km. La figure 4.8 met en évidence que le retard optique peut atteindre des valeurs très importantes, de l'ordre de 10 fois supérieures à ceux obtenus par *OPA* assisté par Raman [15] et avec des paramètres similaires de puissance pompe et longueur de fibre. Néanmoins, nous verrons par la suite que le retard optique est limité par différents processus. D'autre part, ces retards optiques peuvent être atteints quelle que soit la longueur d'onde du signal par rapport à celle du zéro de dispersion comme nous l'avons démontré précédemment. En outre, ces larges retards optiques dépendent de la biréfringence de fibre, ce qui peut être amélioré, par exemple, en utilisant de fibres à cristaux photoniques fortement biréfringentes [89].

La transposition du signal du domaine de longueur d'onde visible vers la bande infrarouge implique des changements importants dans les caractéristiques de la ligne à retard optique. Tout d'abord, la réduction du coefficient non linéaire  $\gamma$  (ici avec un ratio de 9), amène à réduire le gain dans la même proportion. La largeur spectrale du gain devient plus étroite (ici avec un ratio de 30), entraînant une haute sensibilité aux variations des paramètres d'expérience, comme la biréfringence, la dispersion, et la puissance pompe. De plus, afin d'éviter l'élargissement temporel due au processus de filtrage par le gain paramétrique, des largeurs temporelles du signal plus grandes que celles dans le domaine visible de fréquence sont requises.

## 4.2 Limites de retard optique

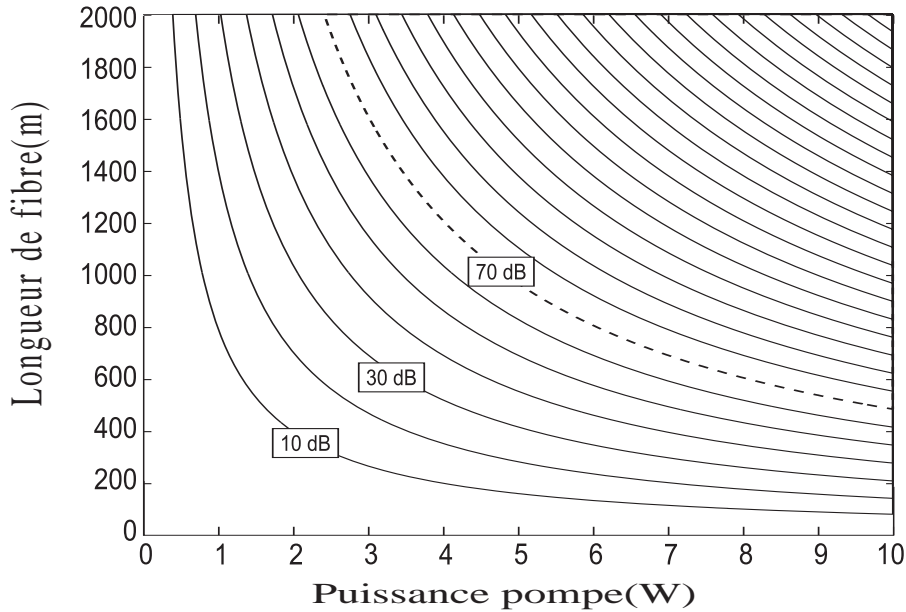


FIG. 4.9 – *Prévision analytique pour le gain (en décibel) en fonction de la puissance pompe et de la longueur de la fibre (10 dB par courbe). Les paramètres sont les suivants :  $\lambda_s = 1.55\mu\text{m}$ ,  $\beta_2 = -20\text{ps}^2.\text{km}^{-1}$ ,  $\delta = 2\text{ps}.\text{m}^{-1}$ ,  $\gamma = 5\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$*



Le premier facteur qui limite la plage du retard optique généré par *OPA* vectorielle est le gain paramétrique. En effet, 70 *dB* de gain représente la limite supérieure ayant été obtenu en utilisant une suppression efficace de l'effet Brillouin *SBS* sur la pompe [90]. La figure 4.9 montre l'évolution du gain paramétrique en échelle logarithmique en fonction de la puissance pompe et de la longueur de la fibre. La comparaison des figures 4.8 et 4.9 met en évidence la réduction significative de la plage du retard optique réellement atteignable.

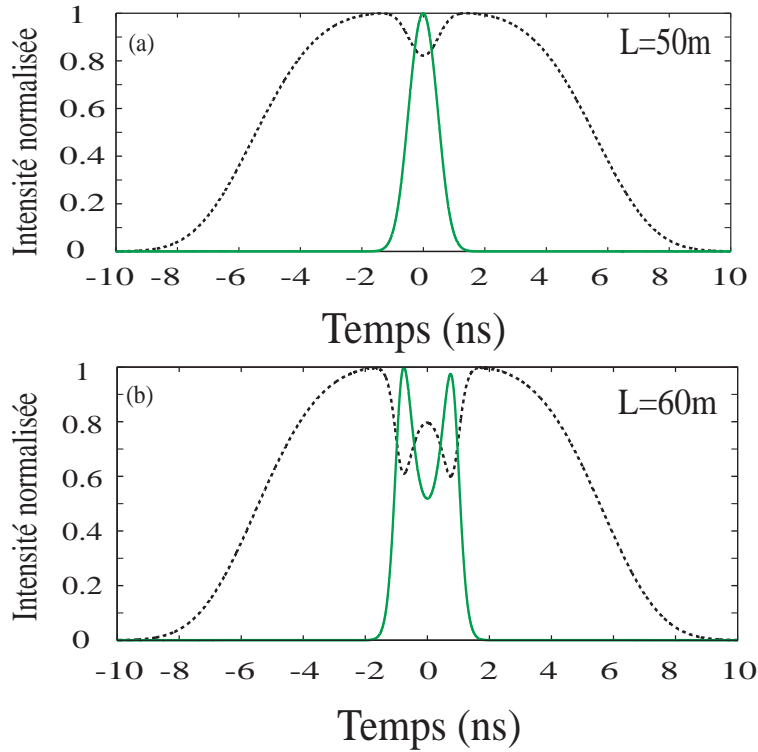


FIG. 4.10 – Simulations numériques : (a) profils de signal (vert) et celui de la composante lente de la pompe (traits noirs) pour 50m de longueur de fibre (b) *idem* pour 60m de longueur de fibre). Les paramètres sont les suivants :  $P_0 = 100W$  ; la puissance du signal  $P_s = 10\mu W$  ;  $\beta_2 = -20ps^2.km^{-1}$  ;  $\tau_p = 10ns$  ;  $\tau_s = 1ns$  ;  $\delta = 2ps/m$  ;  $\gamma = 5W^{-1}km^{-1}$ .

Par ailleurs, il est important de noter que l'atténuation de l'impulsion pompe se produit généralement avant la limite supérieure du gain. En effet, l'atténuation de la pompe dépend de la puissance d'entrée de la pompe et de celle du signal, ainsi que de la longueur de la fibre. En plus de la saturation du retard optique, cette atténuation de la pompe conduit à une déformation de l'impulsion signal. Cette déformation est montrée sur la figure 4.10 représentant les profils normalisés du signal (vert) et celui de la composante lente de la pompe (traits noirs) avant figure 4.10(a) et après l'atténuation de la pompe 4.10(b). D'après les simulations numériques nous trouvons que le gain du signal est de 64.5 *dB* pour 50 *m* de longueur de fibre et le retard optique dû à l'amplification optique paramétrique est de 42.4ps. Pour 60 *m*, nous avons un gain de 66 *dB*, mais avec une forte

déformation de l'impulsion signal.

La seconde limite de la plage du retard optique correspond à l'élargissement de l'impulsion signal due à la largeur étroite du spectre du gain comme montré précédemment sur les figures 4.4 et 4.5. Nous allons étudier ce phénomène plus précisément afin de définir tous les paramètres influençant cet élargissement de l'impulsion signal. Pour simplifier, nous considérons un gain lorentzien qui peut s'écrire sous la forme suivante [51] :

$$g = G \frac{1}{1 + j(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\Omega})} \quad (4.19)$$

avec  $G$  le gain maximum (par mètre),  $\Delta\Omega$  la demi largeur à mi-hauteur du spectre du gain, et  $\omega_0$  la fréquence angulaire de modulation. A partir de cette équation, nous pouvons déterminer les parties réelle et imaginaire de ce gain :

$$\begin{aligned} \Re(g) &= \frac{G}{1 + (\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\Omega})^2} \\ \Im(g) &= \frac{G(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\Omega})}{1 + (\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\Omega})^2} \end{aligned} \quad (4.20)$$

En approximant  $(\omega - \omega_0) \ll \Delta\Omega$ , nous pouvons effectuer le développement limité suivant :

$$\begin{aligned} \Re(g) &\approx G(1 - (\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\Omega})^2) \\ \Im(g) &\approx G(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\Omega})(1 - (\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\Omega})^2) \end{aligned} \quad (4.21)$$

Considérons une impulsion signal Gaussienne ayant un profil spectral en entrée :

$$A(\omega - \omega_0, 0) = A_0 e^{-(1/2)(\omega - \omega_0)^2 T_0^2} \quad (4.22)$$

Après la propagation de longueur  $L$  dans la fibre, le spectre de cette impulsion peut être donné par :

$$A(\omega - \omega_0, L) = A_0 e^{-(1/2)(\omega - \omega_0)^2 T_0^2} e^{\Re(g)L} e^{jKL} \quad (4.23)$$

avec  $K$  correspond au vecteur d'onde associé à l'impulsion signal et modifié par le gain. Il est donné par :

$$K = \frac{\omega}{c} [n_0 + \Im(g)] \quad (4.24)$$

D'après les relations de Kramers-Kronig, un gain provoque une variation de l'indice de phase comme [69] (voir éq. 1.2, voir le paragraphe éfindiceggain) :

$$\Delta n_p = \frac{c}{\omega} \Im(g) \quad (4.25)$$

En utilisant la condition  $(\omega - \omega_0) \ll \Delta\Omega$  permettant de négliger l'ordre 3 en  $(\omega - \omega_0)$  dans la partie imaginaire du gain de l'équation (4.24),  $K$  peut être écrit :

$$K \simeq \frac{\omega}{c} [n_0 + G(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\Omega})] \quad (4.26)$$

En remplaçant le gain  $\Re(g)$  dans l'équation (4.23) :

$$A(\omega - \omega_0, L) = A_0 e^{-(1/2)(\omega - \omega_0)^2 T_0^2} e^{-G(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\Omega})^2 L} e^{GL} e^{jKL} \quad (4.27)$$

La largeur temporelle de l'impulsion après une propagation de longueur  $L$  est alors donnée par la relation :

$$T^2 = T_0^2 + \frac{2GL}{\Delta\Omega^2} \quad (4.28)$$

Le rapport de l'élargissement de l'impulsion signal peut être estimé par l'équation suivante [69] :

$$R = \frac{T}{T_0} = \sqrt{1 + \frac{2GL}{(\Delta\Omega T_0)^2}} \quad (4.29)$$

Notons que nous avons négligé l'élargissement induit par la dispersion de vitesse de groupe dans l'équation (4.29), celle-ci étant négligeable pour des impulsions nano-secondes comme dans notre cas (voir section :2.3).

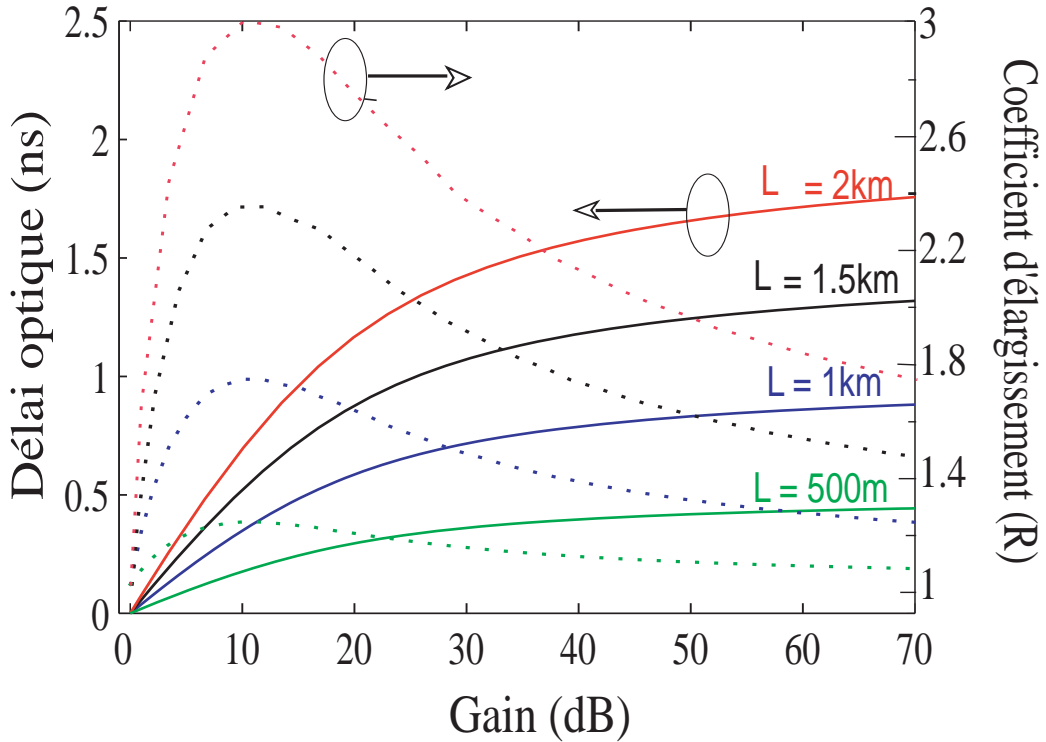


FIG. 4.11 – (à gauche) les courbes (en trait plein) représentent l'évolution du retard optique en fonction de gain paramétrique (en décibel) en cas de l'absence de la contribution Raman. (à droite) le coefficient d'élargissement (courbes en pointillés) en fonction du gain paramétrique en décibel pour différentes distances de propagation de 500 m (courbe verte) à 2km (courbe rouge). La courbe bleue correspond à 1-km de propagation. la durée du signal à l'entrée est 1ns.  $\lambda_s = 1.55\mu\text{m}$ ,  $\beta_2 = -24\text{ps}^2.\text{km}^{-1}$ ,  $\delta = 2\text{ps.m}^{-1}$ ,  $\gamma = 5\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ .

La figure 4.11 montre l'évolution du délai optique en nano-seconde (à gauche) en fonction du gain paramétrique pour différentes longueurs de fibre qui s'étend de 500 *m* à 2 *km*. De plus, nous avons représenté le coefficient d'élargissement (à droite en pointillés). La durée de l'impulsion signal est de 1 *ns*.

Comme illustré sur la figure 4.11, le retard optique et le coefficient d'élargissement varient fortement avec le gain. Il y a donc un compromis entre le retard optique maximal et le coefficient d'élargissement des impulsions. Il apparaît par exemple important d'éviter la région de faible gain (typiquement moins de 20 *dB*) afin d'éviter un élargissement trop important de l'impulsion. Ainsi, une ligne à retard optimale serait un système composé d'une fibre optique de 1 *km* de long, ce système générant un retard optique de 0.8 *ns* pour un gain de 50 *dB*.

Par comparaison entre ces résultats et ceux trouvés en [15], il est à noter que le retard optique généré par gain *OPA* vectoriel est un ordre de grandeur supérieure à ceux obtenus par *OPA* scalaire assisté par Raman, ce qui semble être une amélioration significative.

## 4.3 Lumière lente par amplification paramétrique assistée par Raman

### 4.3.1 Théorie

Il est important de noter que l'effet Raman est connu pour avoir une influence sur le retard optique induit par *OPA* [15, 91]. *A priori*, les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité Raman doivent être prises en compte dans le modèle lorsque la fréquence de modulation est proche du décalage Raman (13.2 *THz*). Afin de simplifier l'étude analytique, seule la partie imaginaire de la susceptibilité Raman (correspondant au gain Raman) sera incluse dans l'étude théorique. En revanche, nous prendrons en compte l'effet Raman complexe, incluant partie imaginaire et réelle, dans les simulations numériques.

Considérons l'amplification paramétrique assistée par gain Raman d'une impulsion signal de faible puissance par une impulsion pompe polarisé à 45° des axes de biréfringence d'une fibre à maintien de polarisation (*PMF*). Dans ces conditions, la puissance  $P_x = P_y$  sur chaque axe de biréfringence de la fibre correspond à la puissance totale  $P_0$  divisée par 2. Alors, nous pouvons écrire les équations (4.5,4.6) sous la forme suivante [15] :

$$\frac{\partial B_{sx}}{\partial z} = \frac{j}{3}\gamma P_0 B_{iy}^* \exp(-j\Delta\kappa z) - \frac{g_R}{2}P_0 B_{sx} \quad (4.30)$$

$$\frac{\partial B_{iy}^*}{\partial z} = -\frac{j}{3}\gamma P_0 B_{sx} \exp(j\Delta\kappa z) + \frac{g_R}{2}P_0 B_{iy}^* \quad (4.31)$$

La partie imaginaire de la susceptibilité Raman est donnée par l'équation suivante (voir sec :2.2.2.1) [91] :

$$g_R = -\gamma f_R \Im(\chi^{(3)}) \quad (4.32)$$

Par une méthode identique à celle développée dans la section 4.1.1, déduisons le gain complexe du signal et de l'idler dû au processus *OPA* vectorielle assistée par gain Raman :

$$g_s(z) = \frac{\left(\frac{\gamma P_0}{3}\right)^2}{g} \frac{\sinh(gz)}{\cosh(gz) + \left(-\frac{g_R}{2}P_0 + j\frac{\Delta\kappa}{2}\right) \frac{\sinh(gz)}{g}} - \frac{g_R}{2}P_0 \quad (4.33)$$

$$g_i(z) = g \frac{\cosh(gz)}{\sinh(gz)} - j\frac{\Delta\kappa}{2} \quad (4.34)$$

avec le paramètre  $g$  donné par l'équation suivante :

$$g^2 = \left\{ \left(\frac{\gamma P_0}{3}\right)^2 - \left(\frac{\Delta\kappa}{2}\right)^2 + g_R P_0 \left(\frac{g_R P_0}{4} - j\frac{\Delta\kappa}{2}\right) \right\} \quad (4.35)$$

En régime de fort gain ( $gz \gg 1$ ), le gain du signal peut s'approximer à la relation :

$$g_s(z) = \left(\frac{\gamma P_0}{3}\right)^2 \frac{1}{g + \left(-\frac{g_R}{2}P_0 + j\frac{\Delta\kappa}{2}\right)} - \frac{g_R}{2}P_0 \quad (4.36)$$

alors que le gain de l'idler en régime de fort gain est donné par l'équation simple suivante :

$$g_i(z) = g - j\frac{\Delta\kappa}{2} \quad (4.37)$$

Comme il y a une partie imaginaire dans l'équation 4.35, il est difficile analytiquement de séparer la partie réelle de la partie imaginaire du gain donné par l'équation (4.33), et nous cherchons donc une solution numérique. De plus, afin d'observer l'influence du gain Raman sur le retard optique, nous devons représenter l'évolution du retard optique en fonction de la fréquence de modulation en faisant varier le paramètre de dispersion  $\beta_2$ . La figure 4.12 montre les retards optiques calculés par les équations (2.133) et (2.134) en fonction de la fréquence de modulation dans le cas de *OPA* assisté par gain Raman. Cette figure doit être comparée avec la figure 4.7 pour laquelle l'effet Raman était négligé. Toutes les courbes de retards optiques sont centrées sur zéro selon l'axe horizontal afin de simplifier la représentation, alors que l'axe de profondeur montre la fréquence de modulation. Les paramètres sont : le paramètre de biréfringence  $\delta = 2ps.m^{-1}$ , le coefficient non linéaire de la fibre  $\gamma = 5W^{-1}km^{-1}$ , la puissance de la pompe  $P = 4W$ ,  $L = 400m$  et la dispersion de vitesse de groupe  $\beta_2$  varie de -15 à -60  $ps^2/km$  afin de varier la fréquence de modulation de 6 à 20  $THz$ . Par comparaison avec la figure 4.7, il apparaît évident que l'effet Raman modifie le retard optique de manière significative entre 12 et 16  $THz$ . La figure 4.13 compare les résultats analytiques obtenus par les équations (2.133) et (2.134) pour le délai induit par *OPA* vectorielle (traits pointillés, losanges) et celui induit par *OPA* vectorielle assistée par gain Raman (trait plein, triangles). Les paramètres sont :  $\gamma = 5W^{-1}.km^{-1}$ , le paramètre de biréfringence  $\delta = 2ps.m^{-1}$ , la puissance pompe  $P = 4W$ , longueur de la fibre  $L = 400m$ . La dispersion de vitesse de groupe varie de -15 à -60  $ps^2/km$ . En comparaison avec le retard optique obtenu par *OPA* vectorielle (250  $ps$ ), il est clair que le retard optique engendré par *OPA* vectorielle assistée par gain Raman peut être augmenté jusque 35% à la fréquence de modulation correspondant au décalage Raman (14  $THz$ ).

---

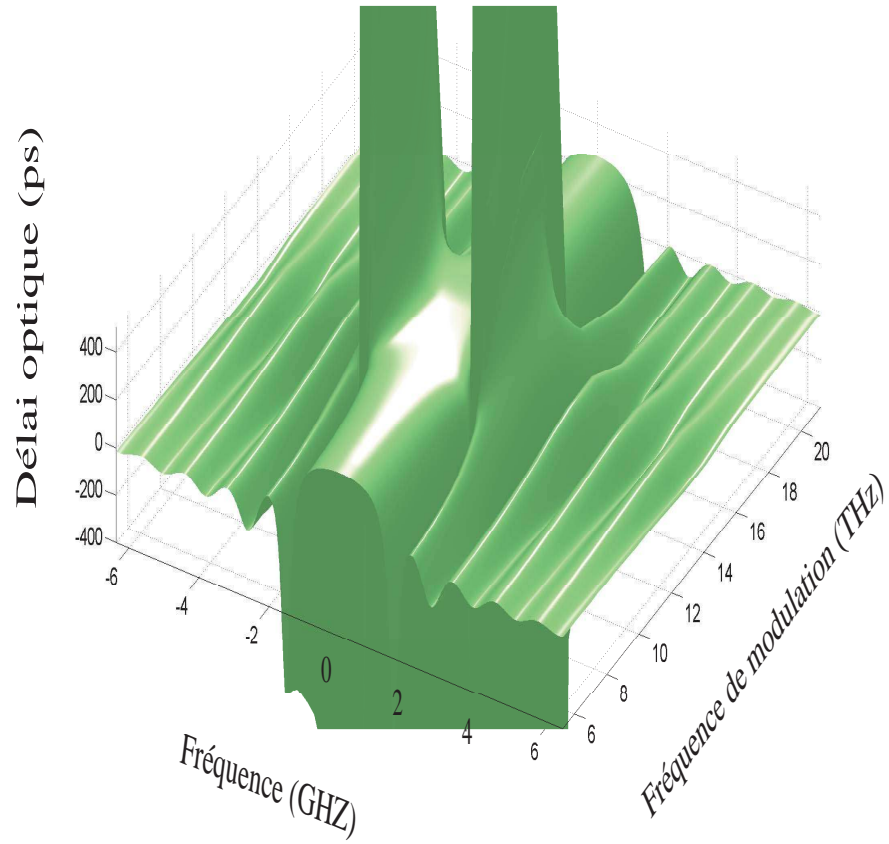


FIG. 4.12 – Résultats analytiques : le retard optique calculé par les équations (2.133, 2.134) dans le cas de l'OPA vectorielle assistée par gain Raman. Les paramètres sont :  $\delta = 2 \text{ ps.m}^{-1}$  ;  $\gamma = 5 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$  ;  $P = 4 \text{ W}$  ;  $L = 400 \text{ m}$  et la dispersion de vitesse de groupe est ajustée de  $-15$  à  $-60 \text{ ps}^2/\text{km}$ .

---

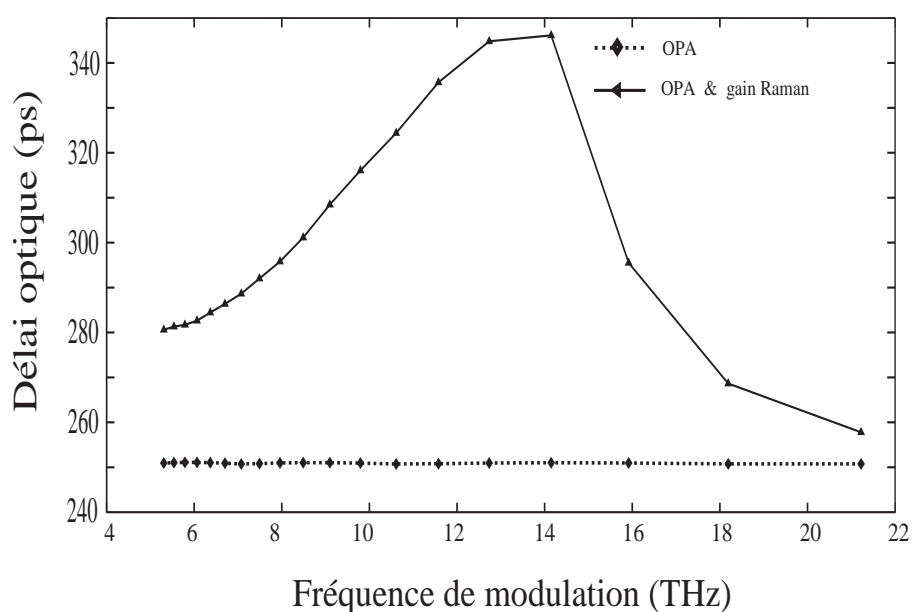


FIG. 4.13 – Résultats analytiques : la figure présente le retard optique calculé par les équations (2.133, 2.134) dans le cas de l'OPA vectorielle (traits pointillés, losange) et dans le cas de l'OPA vectorielle assistée par gain Raman (trait plein, triangle). Les paramètres sont : la puissance pompe  $P = 4W$ , longueur de fibre  $L = 400m$ , paramètre de biréfringence  $\delta = 2ps.m^{-1}$ ,  $\gamma = 5W^{-1}.km^{-1}$ , la dispersion de vitesse de groupe est variée de  $-15$  à  $-60 ps^2/km$ .

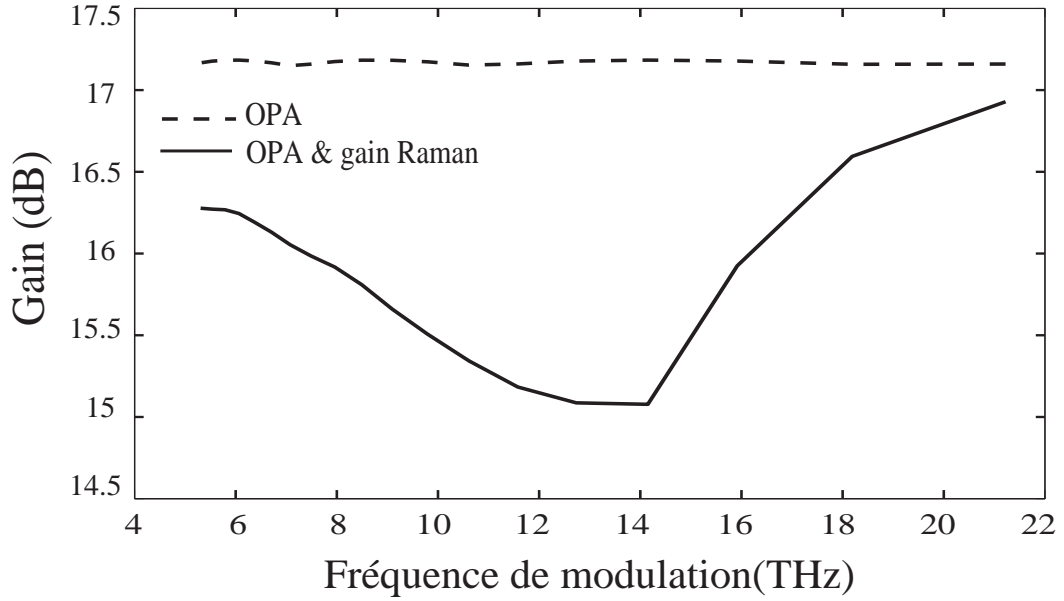


FIG. 4.14 – Résultats analytiques : la figure présente le gain calculé par les équations (4.15,4.33) dans le cas de OPA vectorielle (traits pointillés) et dans le cas de OPA vectorielle assistée par gain Raman (trait plein). Les paramètres sont : la puissance pompe  $P = 4W$ , longueur de fibre  $L = 400m$ , paramètre de biréfringence  $\delta = 2ps.m^{-1}$ ,  $\gamma = 5W^{-1}.km^{-1}$ , la dispersion de vitesse de groupe est variée de  $-15$  à  $-60 ps^2/km$ .

De plus, l'évolution du retard optique induit par OPA vectorielle assistée par gain Raman ressemble fortement à la courbe de gain Raman, ce qui prouve l'influence de ce dernier sur le retard optique [15]. Nous présentons également sur la figure 4.14 le gain paramétrique (en décibel) calculé par les équations (4.15,4.33) dans le cas de OPA vectorielle (traits pointillés) et dans le cas de OPA vectorielle assistée par gain Raman (trait plein). Les paramètres sont : la puissance pompe  $P = 4W$ , longueur de fibre  $L = 400m$ , le paramètre de biréfringence  $\delta = 2ps.m^{-1}$ , le coefficient non linéaire  $\gamma = 5W^{-1}.km^{-1}$ , la dispersion de vitesse de groupe est variée de  $-15$  à  $-60 ps^2/km$ . En comparaison avec le gain paramétrique obtenu par OPA vectorielle (17.2 dB), notons que le gain vectoriel OPA assisté par gain Raman (côté anti-Stokes) peut être diminué jusqu'à 12% à la fréquence de modulation correspondant au décalage Raman (14 THz) (voir Fig. 2.3).



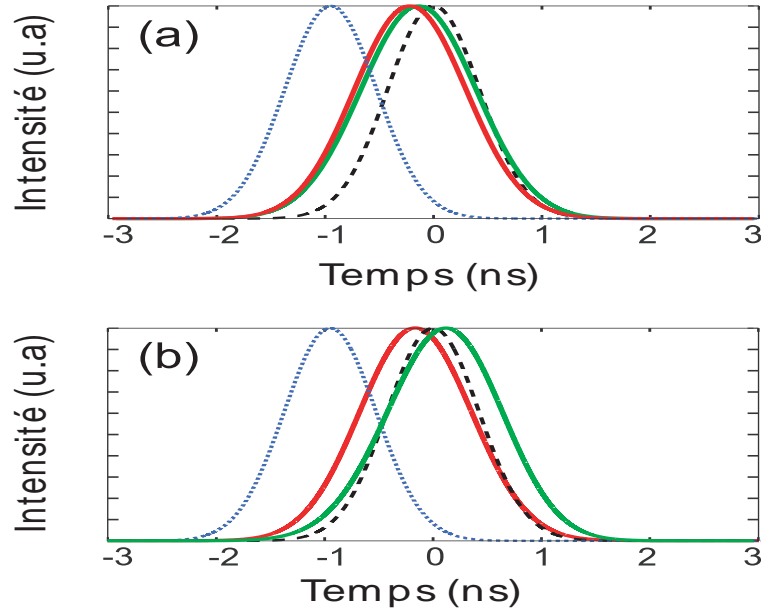


FIG. 4.15 – Comparaison entre les impulsions à la sortie de la fibre avec et sans la diffusion Raman pour deux fréquences de modulation  $\Omega(\text{rad.s}^{-1})$ . Cette figure montre l'effet bénéfique de la contribution Raman sur le retard optique. (a)  $\beta_2 = -60\text{ps}^2/\text{km}$ ,  $\Omega/2\pi = 5.3\text{THz}$  et (b)  $\beta_2 = -21\text{ps}^2/\text{km}$ ,  $\Omega/2\pi = 15.3\text{THz}$ . Les impulsions à l'entrée de la fibre sont représentées en pointillés noirs et les impulsions en régime linéaire sont représentées en pointillés bleus. En régime non linéaire, les impulsions à la sortie de la fibre sont représentées en trait plein rouge sans contribution Raman et en trait plein vert avec contribution Raman.

### 4.3.2 Simulations numériques

Afin de valider les prédictions analytiques concernant l'influence de l'effet Raman sur le retard optique, nous avons inclut la susceptibilité Raman complexe dans nos simulations numériques *CNLSEs*. En résultat préliminaire, la figure 4.15 montre les profils temporels normalisés de l'impulsion signal en sortie de fibre pour deux fréquences de modulation différentes, soit  $+5.3$  et  $+15.3$  THz (côté anti-Stokes). Pour la fréquence de modulation de  $15.3$  THz (voir Fig. 4.15 (b)), il semble clair que l'effet Raman augmente significativement le retard optique de 37.5%, qui devient égal à  $1.1$  ns au lieu des  $800$  ps obtenus en l'absence de l'effet Raman. En revanche, le retard optique subi par un signal de fréquence de modulation de  $5.3$  THz croit légèrement de 5% ( $840$  ps au lieu de  $800$  ps en absence de Raman) (voir Fig. 4.15 (a)). Ce retard optique supplémentaire résulte donc de la contribution Raman à l'effet Kerr, et est associé à la partie imaginaire de susceptibilité Raman.

---

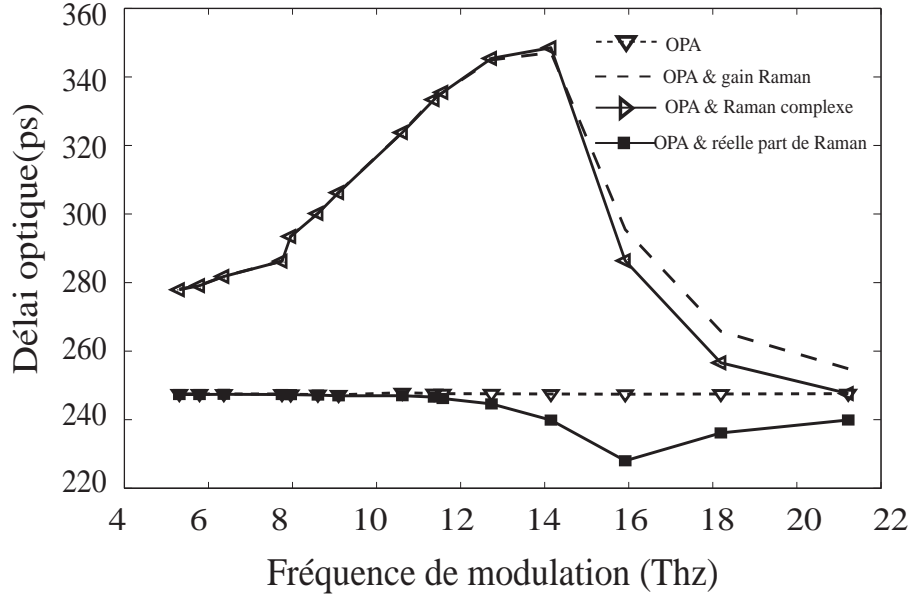


FIG. 4.16 – Résultats de simulations numériques : la figure met en évidence le délai optique dans le cas de OPA vectorielle (trait en tiret, triangle), le cas de OPA vectorielle assisté par la partie réelle de susceptibilité Raman (trait plein, carré), le cas d'OPA vectorielle assistée par gain Raman (trait en tirets), OPA vectorielle assistée par susceptibilité Raman complexe (trait plein, triangle). les paramètres sont : la puissance pompe  $P = 4W$ , longueur de fibre  $L = 400m$ , paramètre de biréfringence  $\delta = 2ps.m^{-1}$ ,  $\gamma = 5W^{-1}.km^{-1}$ , la dispersion de vitesse de groupe est variée de  $-15$  à  $-60ps^2/km$ .

Afin d'approfondir l'étude, nous avons réalisé des simulations numériques en faisant varier le paramètre de dispersion de vitesse de groupe  $\beta_2$  de  $-15$  à  $-60 ps^2/km$ , afin de couvrir une large gamme de fréquence de modulation de  $6$  à  $20 THz$ . Une pompe carrée de  $10 ns$  polarisée à  $45^\circ$  des axes de biréfringence est injectée dans une fibre *PMF* ainsi qu'une impulsion signal de  $1 ns$ , sa fréquence étant maintenue au maximum du gain paramétrique OPA. Les autres paramètres sont : la puissance pompe  $P = 4W$ , la longueur de fibre  $L = 400 m$ , le paramètre de biréfringence  $\delta = 2ps.m^{-1}$ ,  $\gamma = 5W^{-1}.km^{-1}$ . La figure 4.16 représente l'évolution du retard optique en fonction de la fréquence de modulation, alors que la figure 4.17 représente l'évolution du gain total subi par le signal en fonction de la fréquence de modulation. Plus précisément, différents cas sont représentés : OPA vectorielle sans Raman (trait en tiret, triangle), OPA vectorielle assistée par Raman en ne tenant compte que du gain Raman (partie imaginaire de la susceptibilité Raman - trait en tirets), OPA vectorielle assistée par Raman en ne tenant compte que de la partie réelle de la susceptibilité Raman (trait plein, carrés noirs), OPA vectorielle assistée par Raman avec la susceptibilité Raman complexe (trait plein, triangle).

Lorsque l'effet Raman est négligé, il est clair (Fig. 4.16) que l'impulsion signal subit un retard optique de  $248 ps$  indépendamment de sa fréquence de modulation, en bon accord avec le retard optique obtenu par calcul analytique et présenté sur la figure 4.13. Par ailleurs, l'impulsion signal subit un gain constant de  $16.7 dB$  (Fig. 4.17), à comparer

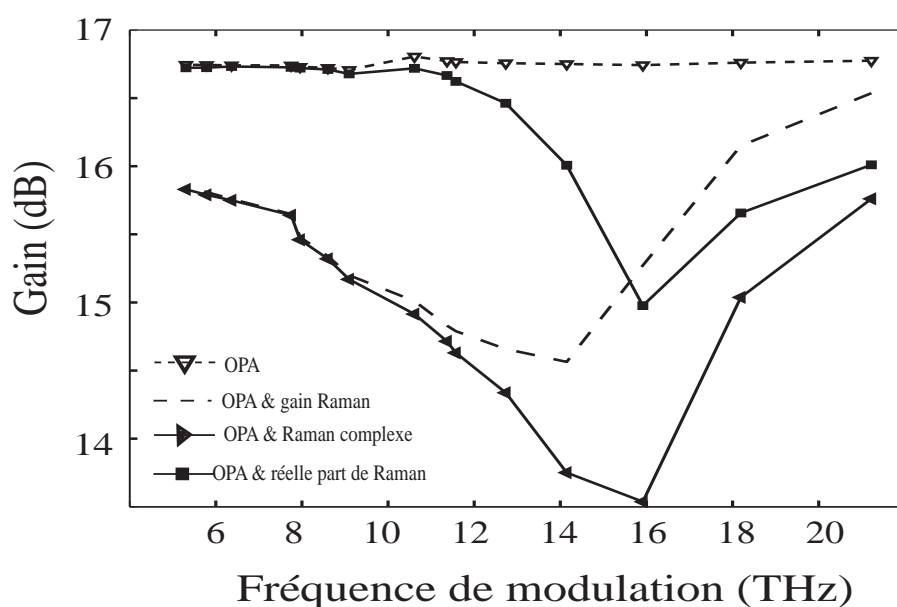


FIG. 4.17 – Résultats de simulations numériques : la figure met en évidence le gain paramétrique dans le cas de OPA vectorielle (trait en tiret, triangle), le cas de OPA vectorielle assisté par la partie réelle de susceptibilité Raman (trait plein, carré), le cas d'OPA vectorielle assistée par gain Raman (trait en tirets), OPA vectorielle assistée par susceptibilité Raman complexe (trait plein, triangle). Les paramètres sont : la puissance pompe  $P = 4W$ , longueur de fibre  $L = 400m$ , paramètre de biréfringence  $\delta = 2ps.m^{-1}$ ,  $\gamma = 5W^{-1}.km^{-1}$ , la dispersion de vitesse de groupe est variée de  $-15$  à  $60ps^2/km$ .

avec le gain analytique de 17.2 *dB* (Fig. 4.14).

Lorsque le gain Raman est pris en compte (partie imaginaire uniquement), la comparaison des figures 4.13 et (4.16) met en évidence un bon accord entre les résultats analytiques et numériques. Un maximum de 345 *ps* est obtenu pour une fréquence de 14 *THz* dans le cas des simulations numériques, à comparer avec 347 *ps* dans le cas analytique. En ce qui concerne le gain, on remarque sur la figure 4.17 que l'impulsion signal subit une variation de son gain dû au fait que son spectre est placé du côté anti-Stokes de la pompe. Cette diminution du gain dépendant de la fréquence est donc directement reliée à l'absorption Raman (voir Fig. 2.3).

Lorsque seule la partie réelle de la susceptibilité Raman est prise en compte, le délai (carrés noirs, Fig. 4.16) reste constant jusqu'à une fréquence de modulation de 12 *THz*, puis diminue jusqu'à présenter un minimum au sommet de la bande d'absorption Raman à 16 *THz* (diminution de 8% environ), puis augmente pour des fréquences supérieures. Parallèlement, le gain (carrés noirs, Fig. 4.17) présente la même variation en fonction de la fréquence de modulation avec une diminution de 1.7 *dB* à 16 *THz*. Cette variation provient du fait que le gain paramétrique dépend de la partie réelle de susceptibilité Raman [85]. On remarque d'ailleurs que la variation du gain est similaire à la variation de la partie réelle de la susceptibilité Raman présentée au chapitre 2 (voir Fig. 2.4). Ainsi, la variation du gain paramétrique du fait de la prise en compte de la partie réelle de la susceptibilité Raman entraîne la variation du retard optique avec les mêmes caractéristiques.

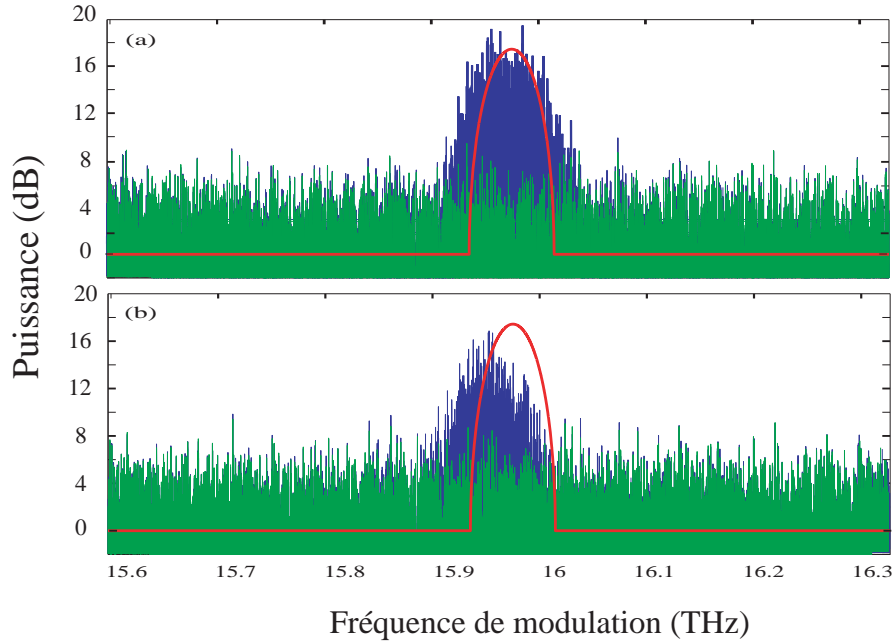


FIG. 4.18 – (a) OPA sans la partie réelle de Raman, (b) avec la partie réelle de Raman. Les paramètres :  $P = 150W$  ;  $\tau_p = 10ns$  ;  $\lambda_p = 1690nm$  ;  $\beta_2 = -20ps^2/km$  ;  $\gamma = 5W^{-1}Km^{-1}$  ;  $\delta = 2ps/m$  ;  $L = 8m$ , Une pompe polarisée à  $45^\circ$  degrés est injectée dans la fibre fortement biréfringente sans signal à l'entrée.

Afin de comprendre complètement cette dépendance, nous avons comparé les spectres de la courbe de gain en sortie de fibre en prenant en compte ou non la partie réelle de la susceptibilité Raman. Les simulations numériques sont représentées sur les figures 4.18(a)-sans Raman et (b)-avec Raman. Les courbes vertes représentent les spectres de bruit en entrée de fibre, alors que les courbes bleues représentent les spectres en sortie de fibre. La courbe rouge représente le gain OPA vectorielle calculé analytiquement par l'équation (4.8). La comparaison des Fig. 4.18(a) et (b) montre clairement que, lorsque la partie réelle de susceptibilité Raman est prise en compte, le gain final est plus faible, et que la fréquence de modulation correspondant au sommet de la bande de gain OPA vectorielle se déplace et se rapproche de la pompe. Ainsi, la forte valeur négative de la partie réelle Raman, qui agit sur la phase du champ, va induire une diminution du gain paramétrique ainsi qu'un décalage spectral de la bande de gain [85].

Lorsque la susceptibilité Raman complexe est prise en compte (parties réelle et imaginaire), l'évolution du gain et du retard optique correspond clairement à une combinaison des deux cas précédents (gain Raman seul et partie réelle seule). Ainsi, les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité Raman agissent indépendamment sur le gain et le délai, et leurs effets se cumulent lorsque ils sont pris conjointement en compte.

Pour résumer, l'effet Raman a pour effet d'augmenter le retard optique de plus de 35% au sommet de la bande de gain Raman. Cette augmentation du délai s'accompagne d'une baisse du gain, le signal étant du côté anti-Stokes et donc de l'absorption Raman. Nous

pouvons ainsi obtenir un délai de plus de 350 ps, pour un fibre de 400 m (soit près de 0.9 ps par mètre de propagation) et une puissance pompe de 4 W.

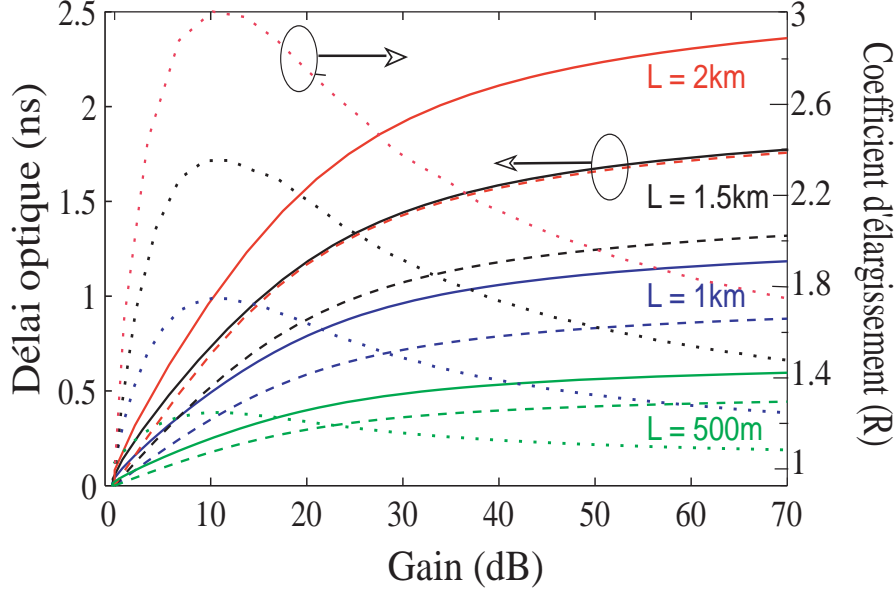


FIG. 4.19 – (à gauche) Évolution du retard optique en fonction du gain paramétrique avec contribution Raman (trait plein), sans contribution Raman (tiret). (à droite) Coefficient d'élargissement (pointillés) en fonction du gain paramétrique pour différentes distances de propagation, de 500 m (courbe verte) à 2km (courbe rouge). La durée du signal à l'entrée est 1 ns.  $\lambda_s = 1.55\mu\text{m}$ ,  $\beta_2 = -24\text{ps}^2.\text{km}^{-1}$ ,  $\delta = 2\text{ps}.\text{m}^{-1}$ ,  $\gamma = 5\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ,  $\Omega/2\pi = 13.84\text{THz}$

Afin de finaliser cette étude, la figure 4.19 montre l'évolution du retard optique en nano-seconde (à gauche) en fonction du gain paramétrique (en décibel) pour différentes longueurs de fibre qui s'étend de 500 m à 2 km. Les courbes en tiret représentent l'évolution du retard optique en absence de la contribution Raman (identique à celles de la Fig. 4.11), celles en trait plein montrent cette évolution quand le gain Raman est pris en compte pour un signal placé à 13 THz de la pompe. De plus, (à droite en pointillés) nous avons représenté à nouveau le coefficient d'élargissement en absence de la contribution Raman. La durée de l'impulsion signal est de 1 ns. Il apparait évident que la prise en compte de l'effet Raman permet d'augmenter significativement le retard optique. Pour exemple, le retard optique obtenu dans une fibre de 1-km peu atteindre la valeur de 1.1 ns, avec un gain de 50 dB, et un coefficient d'élargissement de 1.3.

## 4.4 Conclusion

Pour conclure, nous avons proposé et théoriquement démontré que l'amplification optique paramétrique dans les fibres fortement biréfringentes peut être utilisée pour générer de longs retards optiques d'une impulsion. Nous donnons une expression analytique simple

du retard optique en fonction de la biréfringence et de la longueur de la fibre. Nous avons mis en évidence que le processus de lumière lente compense parfaitement le délai linéaire dû à la biréfringence et à la dispersion au cours de propagation. Il est montré également que le retard optique n'est pas une fonction linéaire de la puissance pompe contrairement aux autres systèmes de lumière lente induite par Brillouin ou Raman dans les fibres optiques. De plus, nous avons montré que ce processus apporte un accord de vitesse de groupe entre les impulsions signal et idler présentant des polarisations croisées. En outre, nous avons démontré que le gain Raman a une influence sur le délai optique, il augmente le retard optique subi par une impulsion signal localisée sur la côté anti-Stokes. D'autre part, nous avons montré que lorsque la partie réelle de la susceptibilité Raman est prise en compte, la fréquence de modulation correspondant au sommet de la bande du gain se décale en diminuant le gain paramétrique. Concernant le délai optique, nous avons montré que la partie réelle de la susceptibilité Raman, ayant une valeur fortement négative à la fréquence de modulation 16 THz, a tendance à diminuer le délai optique subi par l'impulsion signal.

Comme l'amplification paramétrique est analogue à la modulation d'instabilité stimulée, nous attendons que des grands retards optiques doivent être également atteint en utilisant l'instabilité de polarisation dans les fibres faiblement biréfringentes. Cela constitue le sujet du prochain chapitre.

---

## Chapitre 5

# Lumière lente par instabilité de polarisation dans les fibres faiblement biréfringentes

Dans le cas de l'instabilité modulationnelle de polarisation (*PMI*), les impulsions signal et l'idler sont polarisées sur le même axe, orthogonalement à l'axe de polarisation de la pompe. Comme expliqué dans le chapitre 2, le processus *PMI* peut donc prendre deux configurations différentes : impulsion pompe polarisée selon l'axe lent et impulsions signal et idler polarisées selon l'axe rapide en dispersion normale uniquement (pas d'accord de phase possible en dispersion anormale), ou le cas inverse (impulsion pompe polarisée suivant l'axe rapide et les impulsions signal et idler polarisées selon l'axe lent) en dispersion normale ou anormale. Nous allons traiter théoriquement dans ce chapitre les 3 cas afin de pouvoir les comparer précisément. Comme la pompe et le signal présentent des polarisations croisées, l'effet Raman sera très faible sur l'axe de polarisation du signal, par conséquent, il ne sera pas considéré dans cette théorie.

### 5.1 Étude théorique du gain et du retard optique

En régime de non-atténuation de la pompe, les équations de Schrödinger non linéaires couplées (*CNLSE*) régissant les amplitudes du signal et de l'idler correspondent aux équations (2.126, 2.127) :

$$\frac{\partial u_s}{\partial z} = j \frac{\Delta\kappa}{2} u_s + j \frac{\gamma P_0}{3} u_i^* \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial z} = -j \frac{\gamma P_0}{3} u_s - j \frac{\Delta\kappa}{2} u_i^* \quad (5.2)$$

avec  $\Delta\kappa$  le désaccord de phase ( $\Delta\kappa = \beta_2 \Omega^2 - 2\Delta\beta_0 - \frac{2}{3}\gamma P_0$ ),  $\Delta\beta_0 > 0$  pour une pompe polarisée suivant l'axe lent et  $\Delta\beta_0 < 0$  pour une pompe polarisée suivant l'axe rapide

---



(voir chapitre 2). En introduisant les nouvelles variables :

$$B_s = u_s \exp(-j \frac{\Delta\kappa}{2}) \quad (5.3)$$

$$B_i^* = u_i^* \exp(-j \frac{\Delta\kappa}{2}) \quad (5.4)$$

nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\frac{\partial B_s}{\partial z} = +j \frac{\gamma P_0}{3} B_i^* \exp(-j \Delta\kappa z) \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial B_i^*}{\partial z} = -j \frac{\gamma P_0}{3} B_s^* \exp(+j \Delta\kappa z) \quad (5.6)$$

Ce système d'équations est parfaitement identique à celui obtenu dans le cas *VMI* (voir Eq (4.5,4.6), mais avec  $\Delta\kappa$  différent. Donc, en utilisant la méthode analytique décrite dans le chapitre 4, avec les mêmes conditions initiales à l'entrée de la fibre (cas insensible à la phase, donc sans idler à l'entrée), le gain du signal et de l'idler sont donnés par les équations (4.13,4.14). En régime permanent de fort gain ( $gz \gg 1$ ), nous obtenons  $\Re(g_s) = \Re(g_i) = g$ , et  $\Im(g_s) = \Im(g_i) = -\Delta\kappa/2$ . L'expression analytique du retard optique peut alors s'écrire sous la forme très simple suivante (voir Eq (2.134)) :

$$\Delta t_{NL}^s = -\Delta t_{NL}^i = -\beta_2 \Omega L \quad (5.7)$$

et ceci quelque soit la configuration de polarisation de la pompe. Afin d'analyser plus en détail les délais obtenus, traitons maintenant les différents cas séparément. En dispersion normale ( $\beta_2 > 0$ ), l'équation (5.7) montre que l'impulsion signal (côté Stokes, donc  $\Omega < 0$ ) subit un retard optique (délai positif), alors que l'impulsion idler (côté anti-Stokes donc  $\Omega > 0$ ) générée spontanément par *OPA* subit une avance optique (délai négatif). Un premier point très important concerne le fait que ces retards optiques dépendent uniquement de la dispersion et de la longueur de la fibre, et aucunement de la biréfringence contrairement au cas *VMI*. Ainsi, nous pouvons prévoir que le délai induit par le processus *PMI* n'équilibre pas parfaitement le délai en régime linéaire, même si le délai, induit par la biréfringence, reste bien inférieur au délai induit par la dispersion. Les études suivantes permettront de préciser ce point.

### 5.1.1 Pompe polarisée suivant l'axe lent en régime de dispersion normale

#### 5.1.1.1 Gain et délai analytique

La figure 5.1(a) représente les parties réelles  $g_s$  et  $g_i$  (trait plein) ainsi que leurs parties imaginaires (traits pontillés) en fonction de la fréquence angulaire de modulation  $\Omega$ . La figure 5.1(b) montre le retard optique  $\Delta t_{NL}$  (trait plein gras) induit par ce gain paramétrique. Les paramètres utilisés pour cet exemple sont ceux des Refs. [92, 93] : longueur d'onde de la pompe  $\lambda_p = 647 \text{ nm}$ , paramètre  $\beta_2 = 50 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ , biréfringence  $B = 2.65 \cdot 10^{-6}$  (équivalent à  $\delta = 8.83 \cdot 10^{-15} \text{ s/m}$ ), paramètre non linéaire

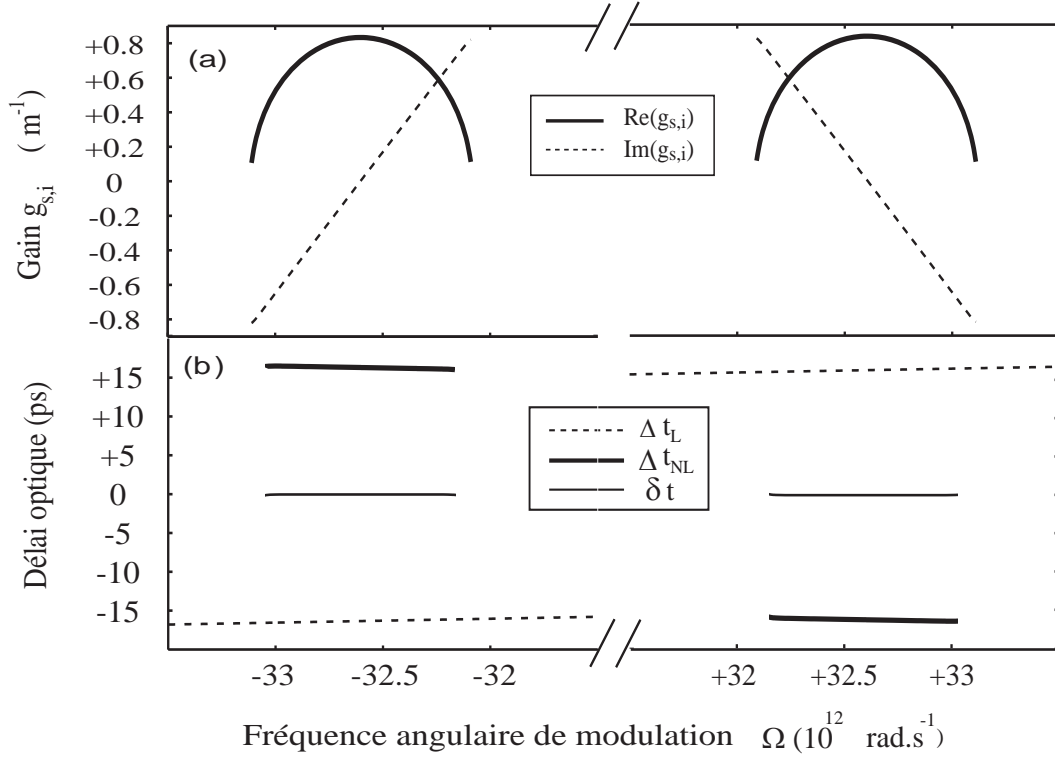


FIG. 5.1 – (a) Gain paramétrique PMI sur l'axe rapide (pompe sur l'axe lent et dispersion normale) en fonction de la fréquence angulaire de modulation  $\Omega$  : partie réelle en trait plein et partie imaginaire en traits pointillés. (b) retard optique dû au processus de lumière lente (trait plein gras), retard optique en régime linéaire (traits pointillés) dû à la biréfringence et à la dispersion, retard total  $\delta t = \Delta t_L + \Delta t_{NL}$  (trait plein). Les paramètres sont :  $\lambda_p = 647 \text{ nm}$  ;  $\beta_2 = 50 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$  ;  $B = 2.65 \cdot 10^{-6}$  ;  $\delta = 0.00883 \text{ ps} \cdot \text{m}^{-1}$  ;  $\gamma = 25 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$  ;  $P_0 = 100 \text{ W}$  et  $L = 10 \text{ m}$ .

$\gamma = 25 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ . Ainsi, pour une puissance crête de la pompe de  $100 \text{ W}$  et une longueur de fibre de  $10 \text{ m}$ , l'impulsion signal, polarisée suivant l'axe rapide et localisée dans la bande Stokes, est retardée d'environ  $16 \text{ ps}$  par rapport au régime linéaire quand la pompe est absente. *A contrario*, si l'impulsion signal, polarisée suivant l'axe rapide, est localisée dans la bande anti-Stokes, elle sera avancée de la même quantité de  $16 \text{ ps}$  (Fig. 5.1(b), trait plein pour une fréquence angulaire positive de modulation).

Le walk-off en régime linéaire dû à la dispersion et la biréfringence est donné par la relation  $\Delta t_L^s = -\Delta t_L^i = (\beta_2 \Omega + \frac{\delta}{2})L$ , dans le référentiel moyen se déplaçant à la vitesse de groupe des deux axes  $v_g = \frac{v_{gx} + v_{gy}}{2}$ . Il est représenté sur la figure 5.1(b) en tirets. Rappelons que les retards et avances optiques induit par PMI ne compensent que le walk-off dû à la dispersion, et non celui dû à la biréfringence. Toutefois, dans le cas de l'exemple présenté, le walk-off dû à la biréfringence  $\Delta t_{biref}^s = \frac{\delta}{2}L = 0.044 \text{ ps}$  est négligeable devant celui dû à la dispersion  $\Delta t_{disp} = \beta_2 \Omega L = 16.2 \text{ ps}$ . Le retard optique total  $\delta t = \Delta t_{NL} + \Delta t_L$  est également représenté sur la Fig. 5.1(b) en trait fin. Il est quasi-nul et constant sur toute la bande de gain paramétrique. Autrement dit, le processus de lumière lente ou rapide génère un accord de vitesse de groupe entre les impulsions signal et idler présentant la

même polarisation. A noter que les délais représentés sur la figure 5.1(b) sont ceux obtenus en régime permanent sans tenir compte du régime de faible gain.

Considérons la fréquence angulaire de modulation du signal à l'accord de phase  $\Delta\kappa = 0$ . La dépendance du retard optique en fonction de la puissance pompe peut être montrée en réécrivant l'équation (5.7) sous la forme suivante (voir Eq 2.122) :

$$\Delta t_{NL}^s = -\Delta t_{NL}^i = L\sqrt{\beta_2 \left( \frac{2}{3}\gamma P_0 + 2\Delta\beta_0 \right)} \quad (5.8)$$

Nous choisissons la solution négative de  $\Omega$ , parce que le signal est localisé sur le côté Stokes ( $\Omega < 0$ ). C'est la raison pour laquelle le signe (moins), qui existe dans l'équation (5.7), disparaît de l'équation (5.8).

Nous remarquons à nouveau qu'il n'y a pas de dépendance linéaire en fonction de  $P_0$ . De plus, cette relation montre que le délai induit par *PMI* dépend également de manière non linéaire des paramètres  $\beta_2$  et  $\Delta\beta_0$ . Nous allons étudier plus précisément la dépendance du délai en fonction de ces trois paramètres. Nous utiliserons pour ces études les expressions analytiques donnant les délais en régime de gain fort, négligeant ainsi le régime de gain faible. Ceci nous permet d'obtenir des courbes d'évolution du délai en ps par mètre sans se soucier de la longueur de fibre utilisée. Néanmoins, il faudra garder en mémoire que les délais annoncés seront des limites hautes pour les délais réellement accessibles, le régime de faible gain ayant pour action de diminuer les retards optiques comme démontré dans le chapitre précédent (voir Fig. 4.4 par exemple).

### 5.1.1.2 Évolution du retard optique en fonction de la dispersion

La figure 5.2(a) représente l'évolution du retard optique (cercles bleus, axe à gauche) et de la fréquence angulaire de modulation (croix vertes, axe à droite) en fonction du paramètre de dispersion de vitesse de groupe  $\beta_2$  et au sommet de la bande de gain  $\Omega = \Omega_{max}$  (voir Eq (2.125)). Les autres paramètres sont identiques à ceux de la figure 5.1. Nous retrouvons le retard optique pour une valeur de  $\beta_2 = 50ps^2/km$  correspondant à  $1.63 ps/m$ , c'est-à-dire  $16.3 ps$  pour  $10 m$  de propagation, comme présenté sur la figure 5.1. Plus généralement, le retard optique varie de  $1.25 ps/m$  à plus de  $5 ps/m$ , pour  $\beta_2$  variant de  $10$  à  $500 ps^2/km$ . Il est néanmoins important de signaler que ces valeurs de  $\beta_2$  ne peuvent pas être toutes atteintes dans une fibre classique. En effet, dans une fibre silice, le paramètre  $\beta_2$  prend des valeurs allant de  $70$  à  $20 ps^2/km$  pour des longueurs d'onde allant respectivement de  $500$  à  $1015 nm$ . Ainsi, les grandes valeurs de  $\beta_2$  ne pourront être atteintes que dans des fibres très fortement dispersives avec une forte dispersion normale (type *DCF* ou *PCF*). De plus, nous représentons sur la figure 5.2(b) l'évolution des courbes du gain *PMI*, polarisés suivant l'axe rapide, en fonction de  $\beta_2$ . Il est clair que lorsque la dispersion de vitesse de groupe  $\beta_2$  augmente, la fréquence angulaire de modulation ainsi que la largeur spectrale de la bande de gain diminuent (Fig. 5.2(a) et (b))(voir Eq (2.125)), alors que le gain reste constant.

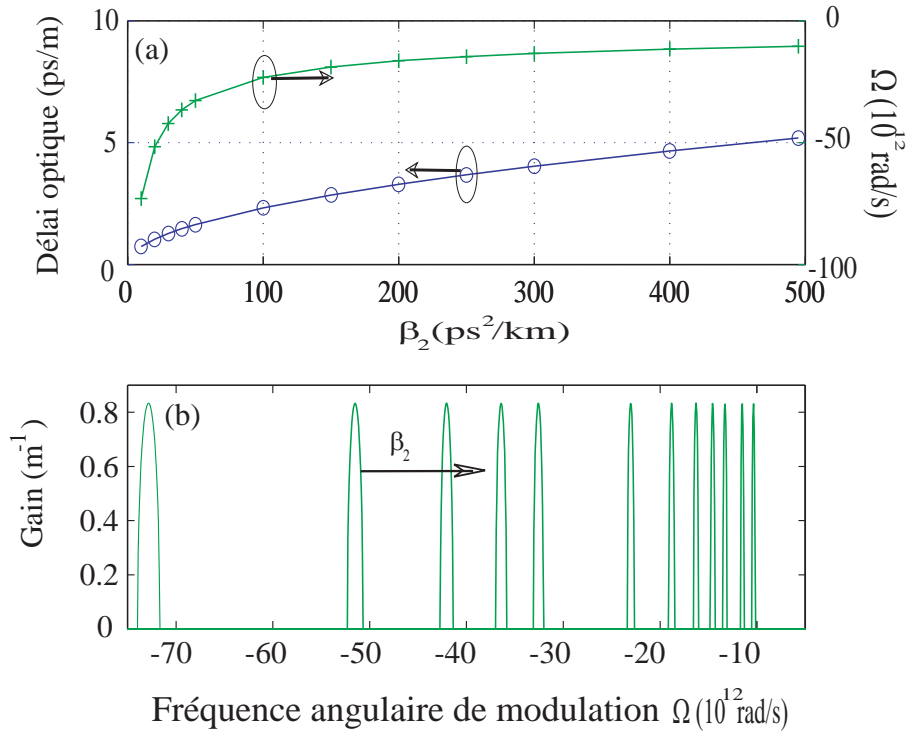


FIG. 5.2 – (a) Le retard optique (à gauche, cercles) et la fréquence angulaire de modulation (à droite, croix) en fonction de la dispersion de la vitesse de groupe  $\beta_2$ . (b) Spectres de gain PMI côté Stokes, polarisés suivant l'axe rapide, en fonction de  $\beta_2$ . Les paramètres sont :  $\lambda_p = 647\text{nm}$ ;  $P_0 = 100\text{W}$ ;  $B = 2.6507 \cdot 10^{-6}$ ;  $\Delta\beta_0 = 25.7\text{m}^{-1}$ ;  $\gamma = 0.025\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$ ;  $\Omega = \Omega_{\max}$ .

### 5.1.1.3 Évolution du retard optique en fonction de la puissance pompe

L'équation (5.8) explicite le fait que le délai n'est pas une fonction linéaire de la puissance de pompe, comportement similaire au cas de *VMI* traité au chapitre 4. La figure 5.3(a) présente le retard optique (à gauche, cercles bleus) et la fréquence angulaire de modulation (à droite, croix vertes) en fonction de la puissance pompe. La figure 5.3(b) représente l'évolution des courbes du gain *PMI*, polarisés suivant l'axe rapide, en fonction de la puissance pompe. Les paramètres sont :  $\lambda_p = 647\text{nm}$ ,  $\beta_2 = 50\text{ps}^2/\text{km}$ ,  $B = 2.6507 \cdot 10^{-6}$ ,  $\Delta\beta_0 = 25.7\text{m}^{-1}$ ,  $\gamma = 0.025\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$ ,  $\Omega = \Omega_{\max}$ . Remarquons que lorsque la puissance de pompe augmente significativement, le retard optique augmente très légèrement, variant d'environ 1.61 à 1.66  $\text{ps}/\text{m}$  pour une puissance variant de 10 à 200  $\text{W}$ . Cela vient du fait que la fréquence angulaire de modulation est légèrement modifiée en augmentant la puissance de la pompe comme montré dans la figure 5.3(a) et (b). Il est également important de noter ici que cette évolution est la plus sensible au régime de faible gain qui n'est pas tenu en compte. En effet, pour des puissances faibles, le régime de faible gain perdure sur une grande distance de propagation, ce qui a pour effet de diminuer drastiquement le retard final (clairement observé sur la figure 4.4 du chapitre 4). La courbe du retard représente donc une courbe limite haute, surtout pour les faibles puissances.

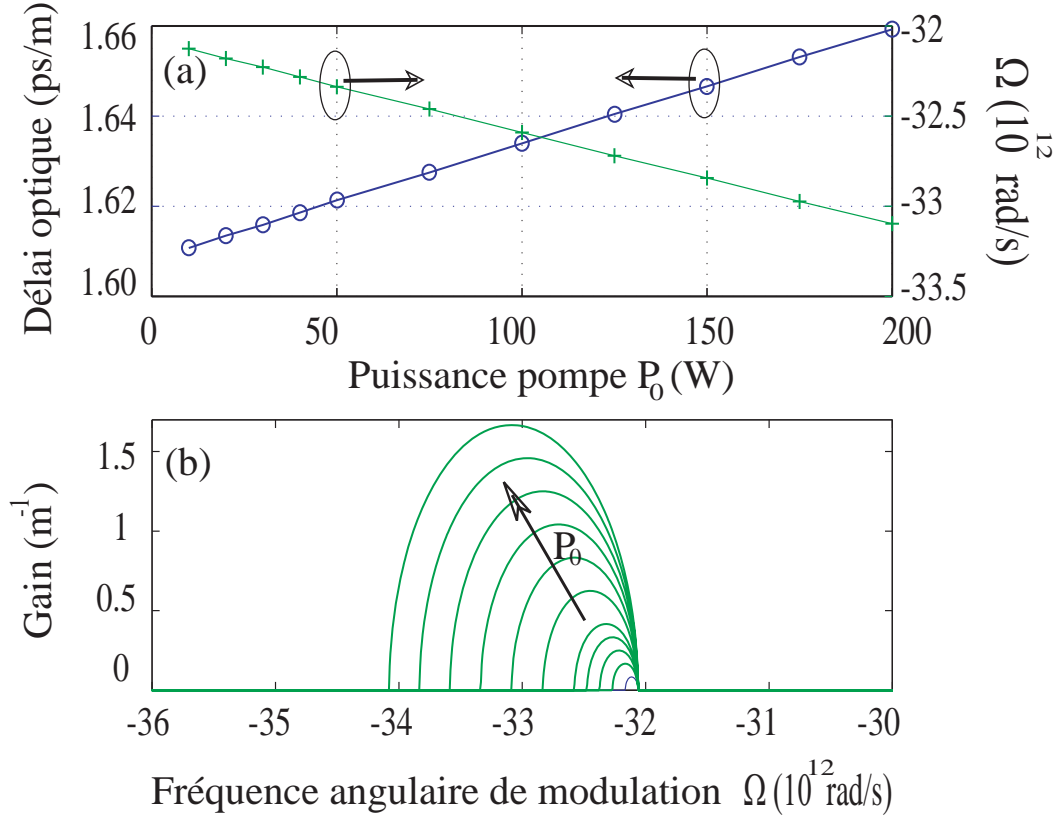


FIG. 5.3 – (a) Le retard optique (à Gauche, cercles bleus) et la fréquence angulaire de modulation (à droite, croix vertes) en fonction de la puissance pompe. (b) Spectres de gain PMI côté Stokes, polarisés suivant l'axe rapide, en fonction de la puissance pompe. Les paramètres sont :  $\lambda_p = 647nm$  ;  $\beta_2 = 50ps^2/km$  ;  $B = 2.6507.10^{-6}$  ;  $\Delta\beta_0 = 25.7m^{-1}$  ;  $\gamma = 0.025W^{-1}m^{-1}$  ;  $\Omega = \Omega_{max}$ .

#### 5.1.1.4 Évolution du retard optique en fonction de la biréfringence

La figure 5.4(a) représente le retard optique (à gauche, cercles bleus) et la fréquence angulaire de modulation (à droite, croix vertes) en fonction de la biréfringence  $B = \Delta n$ . La figure 5.4(b) montre les spectres PMI côté Stokes, polarisés suivant l'axe rapide, en fonction de la biréfringence. A noter que la biréfringence  $B$  du milieu intervient dans le désaccord de phase  $\Delta\kappa$  dans le paramètre  $\Delta\beta_0 = \omega_p B/c$ . Les paramètres utilisés sont identiques à ceux utilisés dans les cas précédents. Le délai varie d'environ 0.25 à 2.25 ps/m pour une variation de  $\Delta n$  de 0 à  $5.10^{-6}$ . Notons que lorsque la biréfringence augmente, la fréquence angulaire de la modulation augmente, et donc le retard optique augmente logiquement. A noter que les courbes de gain montrent une forte dépendance à la biréfringence, signifiant que la moindre variation de ce paramètre en cours de propagation aura pour effet de diminuer le gain, et donc le délai.

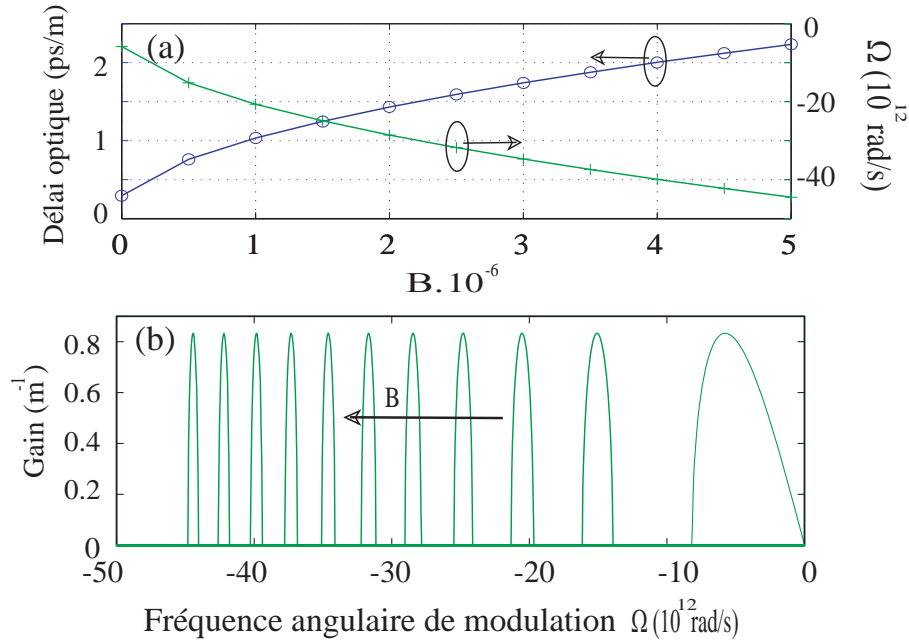


FIG. 5.4 – (a) Le retard optique (à Gauche, cercles bleus) et la fréquence angulaire de modulation (à droite, croix vertes) en fonction de la biréfringence. (b) Spectres PMI côté Stokes, polarisés suivant l'axe rapide, en fonction de la biréfringence  $B$ . Les paramètres sont :  $\lambda_p = 647 \text{ nm}$  ;  $P_0 = 100 \text{ W}$  ;  $\gamma = 0.025 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$  ;  $\Omega = \Omega_{\max}$ .

### 5.1.1.5 Simulations numériques

Afin de valider la théorie analytique, nous avons développé des simulations numériques basées sur les équations de Schrödinger non linéaires couplées (2.108,2.109) en régime de dispersion normale, dans une fibre faiblement biréfringente, uni-modale dans le domaine de fréquence visible. Pour exemple, nous injectons dans la fibre de  $10 \text{ m}$  de long, une impulsion pompe carrée d'une durée de  $300 \text{ ps}$  et à une longueur d'onde de  $647 \text{ nm}$ , polarisée suivant l'axe lent, ainsi qu'une impulsion signal Stokes gaussienne, de  $10 \text{ ps}$  de largeur à mi-hauteur, polarisée suivant l'axe rapide. La longueur d'onde du signal est décalée de celle de la pompe vers le maximum de gain paramétrique de la figure 5.1, c'est-à-dire à  $654.24 \text{ nm}$  ( $\Omega = 32.6 \cdot 10^{12} \text{ rad.s}^{-1}$ ). Les autres paramètres sont : la longueur d'onde de la pompe  $\lambda_p = 647 \text{ nm}$ , la dispersion de la vitesse de groupe  $\beta_2 = 50 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ , la différence entre les deux vecteurs d'onde associés aux deux axes de la biréfringence de la fibre  $\Delta\beta_0 = 25.7 \text{ m}^{-1}$ , le paramètre non linéaire  $\gamma = 25 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ , la puissance de la pompe  $P_0 = 100 \text{ W}$  et la longueur de la fibre  $L = 10 \text{ m}$ .

La figure 5.5(a) montre l'impulsion signal normalisée à la sortie de la fibre faiblement biréfringente en régime linéaire (traits pointillés bleus), et en régime de lumière lente (trait plein rouge) dans le référentiel moyen. Comme illustré dans la figure 5.5, l'impulsion signal subit en régime non linéaire un retard optique de  $13.86 \text{ ps}$  par rapport au régime linéaire pour  $10 \text{ m}$  de propagation.

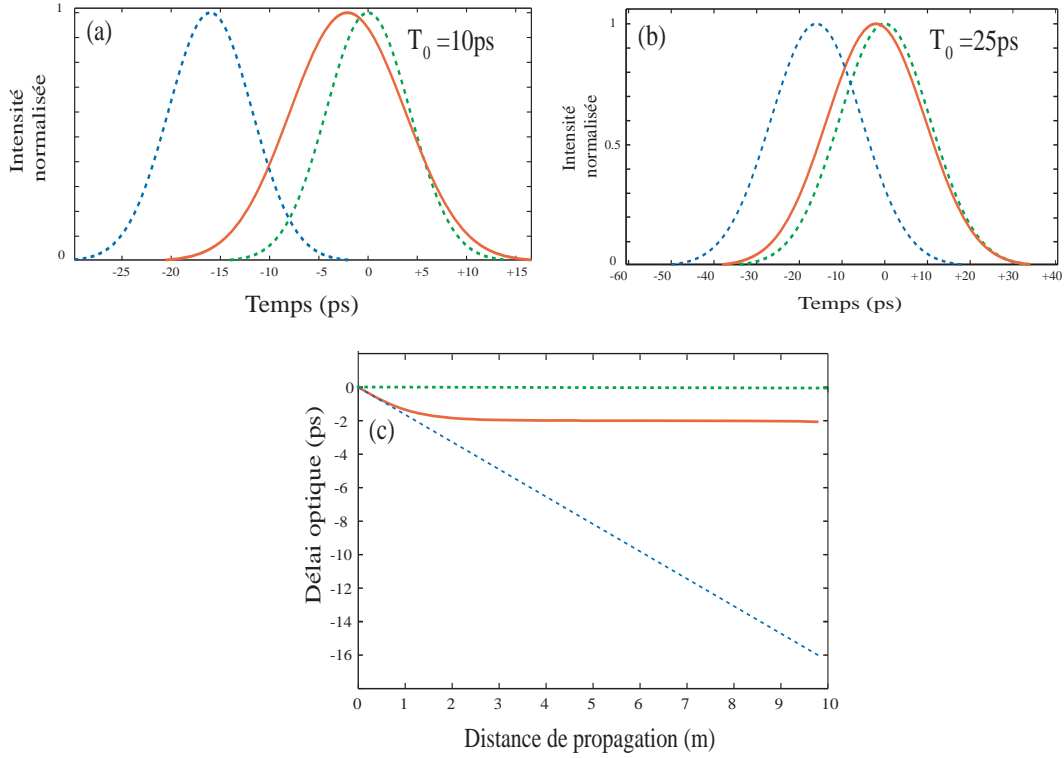


FIG. 5.5 – *Simulations numériques : (a,b) Profils normalisés des impulsions en sortie de fibre pour une largeur temporelle de (10,25) ps. (c) retard optique en fonction de la distance de propagation, en régime non linéaire (trait plein rouge) pour le signal et (traits pointillés verts) pour l'idler. Pour comparaison, la droite (traits pointillés bleus) indique la position du signal en régime linéaire. Les paramètres sont :  $\lambda_p = 647$  nm ;  $\beta_2 = 50$  ps<sup>2</sup>.km<sup>-1</sup> ;  $\delta = 0.00883$  ps.m<sup>-1</sup> ;  $\gamma = 25$  W<sup>-1</sup> km<sup>-1</sup> ;  $P_0 = 100$  W et  $L = 10$  m.*

Remarquons que l'impulsion signal subit un élargissement d'environ 36 % de sa largeur initiale. Cet élargissement devient négligeable lorsqu'on augmente la largeur temporelle de l'impulsion signal à l'entrée de la fibre à 25 ps comme montré sur la figure 5.5(b). Cela est dû au fait que lorsque on augmente la largeur temporelle, on diminue la largeur spectrale, et donc on évite le filtrage spectral dû au gain lors de la propagation, comme précédemment expliqué dans le chapitre 4.

L'impulsion idler générée spontanément par *OPA* est présentée sur la Fig. 5.5 (traits pointillés verts). Il apparaît que l'impulsion idler est accordée en vitesse de groupe avec le signal comme nous l'avons vu précédemment dans le cas des fibres fortement biréfringentes.

Notons qu'il reste un délai résiduel faible de 2.1 ps entre le signal et l'idler, décalage dû au régime de faible gain paramétrique. Ce délai résiduel est également visible sur la Fig. 5.5(c) sur laquelle est représenté le retard optique en fonction de la distance de propagation pour le signal en régime linéaire (traits pointillés bleus) et en régime non linéaire (trait plein rouge), de plus pour l'idler en régime non linéaire (traits pointillés verts). On

reconnait, en début de propagation, la caractéristique du régime de faible gain, là où le délai linéaire n'est pas compensé.

### 5.1.1.6 Accordabilité du délai optique

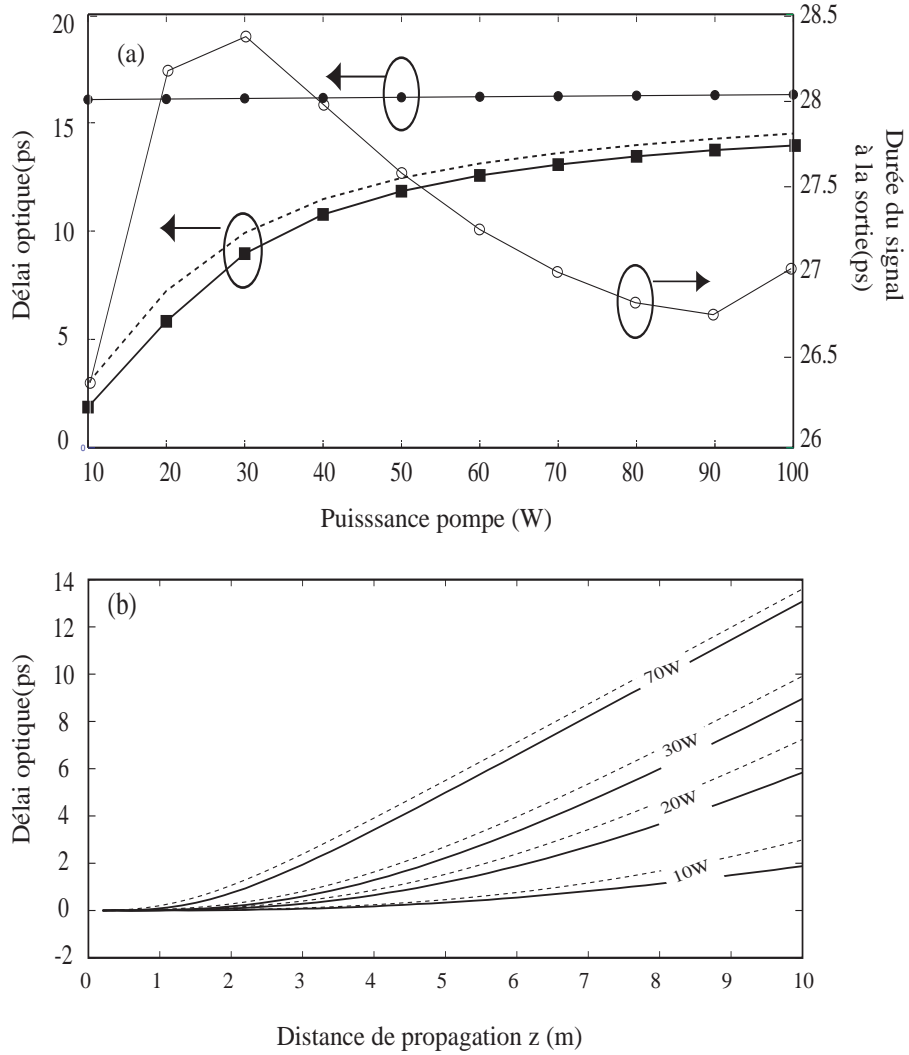


FIG. 5.6 – Simulations numériques : (a) le retard optique (à gauche, carré) et la durée de l'impulsion (à droite, cercle ouvert) en fonction de la puissance pompe pour une fibre de 10 m de long. (b) le retard optique en fonction de la distance de propagation pour quatre différentes puissances de pompe. Le retard optique (à gauche, cercle noir) en régime du fort gain calculé par l'équation (5.8). Les traits pointillés sur les deux figures montrent la comparaison avec les résultats de l'équation (2.134). Les paramètres sont :  $\lambda_p = 647\text{nm}$  ;  $\beta_2 = 50\text{ps}^2.\text{km}^{-1}$  ;  $\gamma = 25\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  ; et  $L = 10\text{m}$ . La durée du signal à l'entrée  $25\text{ps}$ .

Dans cette section, nous allons examiner l'accordabilité du retard optique paramétrique en fonction de la puissance de pompe, seul paramètre accessible pour un système



donné, tout en maintenant la longueur d'onde du signal au sommet de la bande de gain. Nous avons précédemment observé que le délai dépendait faiblement de la puissance de pompe en régime de gain fort (Fig. 5.3), conduisant à une très faible accordabilité. Néanmoins, le régime de faible gain n'étant pas pris en compte, une comparaison analytique / numérique doit permettre d'obtenir des délais plus réalistes.

La figure 5.6(a) représente l'évolution du délai en fonction de la puissance d'entrée calculé par différentes méthodes : délai analytique en régime de gain fort calculé par l'expression (5.8) et déjà représenté sur la figure 5.3 (cercles bleus), délai analytique prenant en compte le régime de faible gain et calculé par les expressions générales (2.134) (courbe pointillée), et délai résultant des simulations numériques *CNLSE* (carrés noirs).

Bien que le délai reste quasi-constant en régime permanent du gain (cercles noirs), le délai final peut présenter une forte variation en fonction de la puissance dès lors que l'on tient compte du régime de faible gain. Ainsi, dans l'exemple donné ( $L = 10\text{ m}$ ), le délai peut varier de 2 à 14 *ps* pour une puissance de pompe variant de 10 à 100 *W*. A noter que les valeurs analytiques et numériques sont en parfait accord (courbe pointillée et carrés noirs). Néanmoins, comme dans le cas de gain paramétrique vectoriel dans les fibres fortement biréfringentes, l'impulsion signal subit un fort élargissement (ronds blancs sur la figure 5.6(a)). Pour une impulsion de 25 *ps* à l'entrée de la fibre, sa largeur peut varier d'environ 26.5 *ps* jusqu'à 28.5 *ps*. Cet élargissement, déjà expliqué dans le chapitre précédent, provient du fait que la bande de gain se rétrécit lorsque la puissance de pompe diminue (voir Fig. 5.3(b)), conduisant à un filtrage spectral de l'impulsion signal lors de la propagation, et donc à un élargissement temporel. Notons que pour 100 *W* de puissance de pompe, l'impulsion signal commence à nouveau à s'élargir en raison de l'atténuation de la pompe, comme précédemment annoncé dans le chapitre 3.

Pour plus de détail, nous traçons sur la figure 5.6(b) le retard optique numérique en fonction de la distance de propagation pour différentes puissances de pompe. Le retard optique prévu par l'équation (2.134) est également tracé en traits pointillés, il montre un bon accord avec les simulations numériques. On remarque que pour  $P = 10\text{ W}$ , le régime de fort gain n'est jamais atteint, conduisant à un délai très faible.

La figure 5.7 montre la largeur spectrale de la bande de gain (carrés noirs, axe à gauche) ainsi que la largeur temporelle équivalente (triangles, axe à droite), en fonction de la puissance de pompe. On peut remarquer que, pour des puissances pompe équivalentes, la largeur spectrale de la bande de gain est plus étroite que dans le cas de *VMI*. En conséquence, l'impulsion signal doit avoir une largeur temporelle plus grande que pour le cas *VMI* à l'entrée de la fibre afin d'éviter le filtrage spectral du gain, ce qui est clairement vu sur la figure 5.5.

Nous avons montré dans le chapitre précédent qu'il existe des phénomènes limitants le retard optique : la saturation du gain, l'élargissement de l'impulsion signal due à la largeur étroite du spectre. La figure 5.8 montre l'évolution du délai en nanoseconde (à droite) en fonction du gain paramétrique pour différentes longueurs de fibre qui s'étend de 500 *m* à 2 *km*. De plus, nous présentons le coefficient d'élargissement  $R$  (à gauche en pointillés).

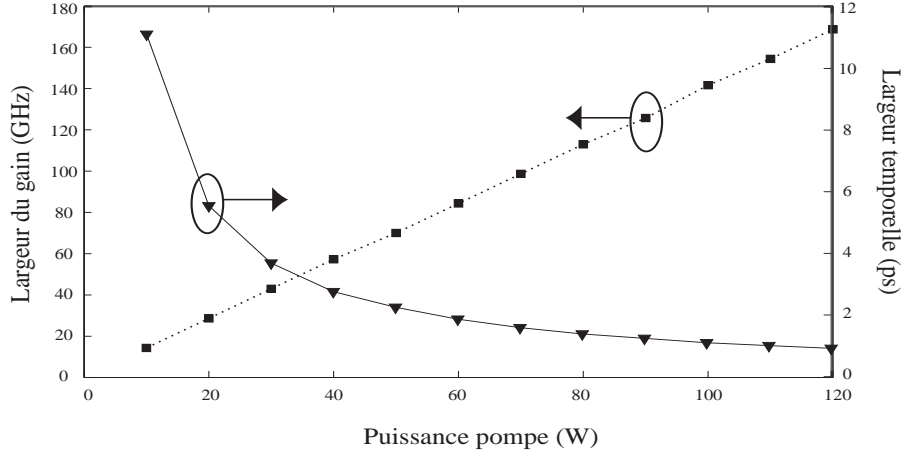


FIG. 5.7 – *Largeur spectrale du gain en GHz (à gauche, carré) en fonction de puissance de pompe. Largeur temporelle du gain (à droite, triangle) en (ps). Les paramètres sont :  $\lambda_p = 647\text{nm}$  ;  $\beta_2 = 50\text{ps}^2.\text{km}^{-1}$  ;  $\delta = 8.83.10^{-3}\text{ps.m}^{-1}$  ;  $\gamma = 25\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ , la puissance est variée de  $P = 10$  à  $120\text{W}$ .*

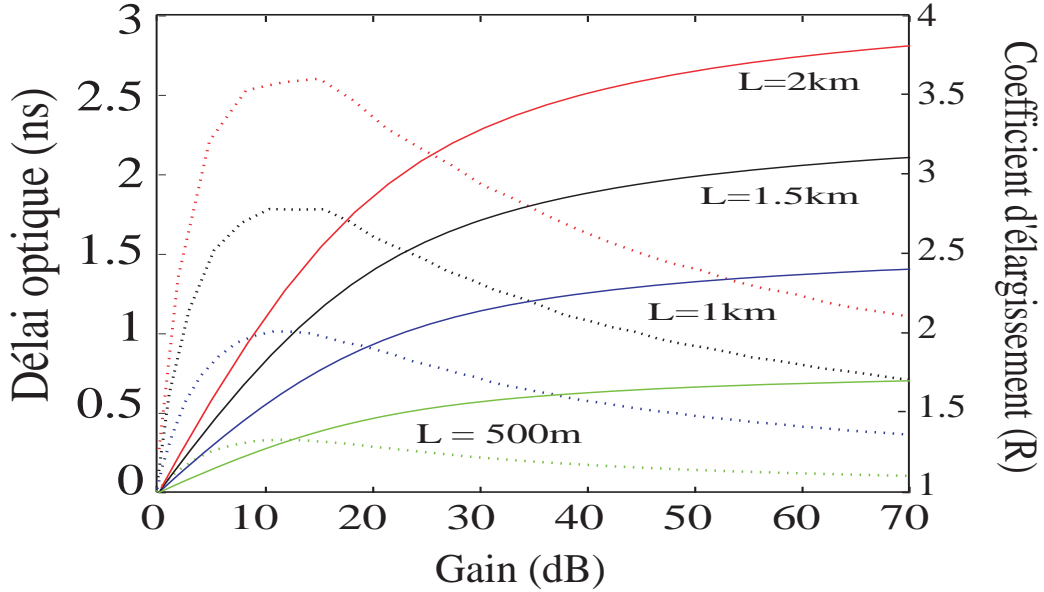


FIG. 5.8 – (à gauche) les courbes (en trait plein) représentent l'évolution du retard optique en fonction de gain paramétrique (en décibel) en cas de l'absence de la contribution Raman. (à droite) le coefficient d'élargissement (courbes en pointillés) en fonction du gain paramétrique en décibel pour différentes distances de propagation de 500 m (courbe verte) à 2km (courbe rouge). La courbe bleue correspond à 1-km de propagation. la durée du signal à l'entrée est 1ns.  $\lambda_p = 647\text{nm}$  ;  $\beta_2 = 50\text{ps}^2.\text{km}^{-1}$  ;  $B = 2.6507.10^{-6}$  ;  $\gamma = 25\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ .

La durée de l'impulsion signal est de 1 ns en entrée de fibre. Les paramètres utilisés sont :

$\lambda_p = 647\text{nm}$ ,  $\beta_2 = 50\text{ps}^2.\text{km}^{-1}$ ,  $B = 2.6507.10^{-6}$ ,  $\gamma = 25\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . Notons que pour des gains modérés (moins de 30 dB), l'élargissement est important. Par ailleurs, pour un gain de 50 dB, une ligne à retard composée d'une fibre optique de 1 km de long, génère un délai optique de 1.33 ns, avec un coefficient d'élargissement R de 1.48. Il est important de noter que le retard optique obtenu est bien supérieur à celui obtenu par VMI lorsque la pompe est polarisée à 45° dans une fibre fortement biréfringente pour des valeurs similaires de gain et de longueur de fibre (voir Fig. 4.11). Ce cas représente une amélioration importante du retard optique.

### 5.1.2 Pompe polarisée suivant l'axe rapide en régime de dispersion normale

Nous allons maintenant étudier en régime de dispersion normale la dépendance du retard optique en fonction de la dispersion, de la puissance de pompe et en fonction de la biréfringence, lorsque la pompe est polarisée suivant l'axe rapide.

#### 5.1.2.1 Évolution du retard optique en fonction de la dispersion

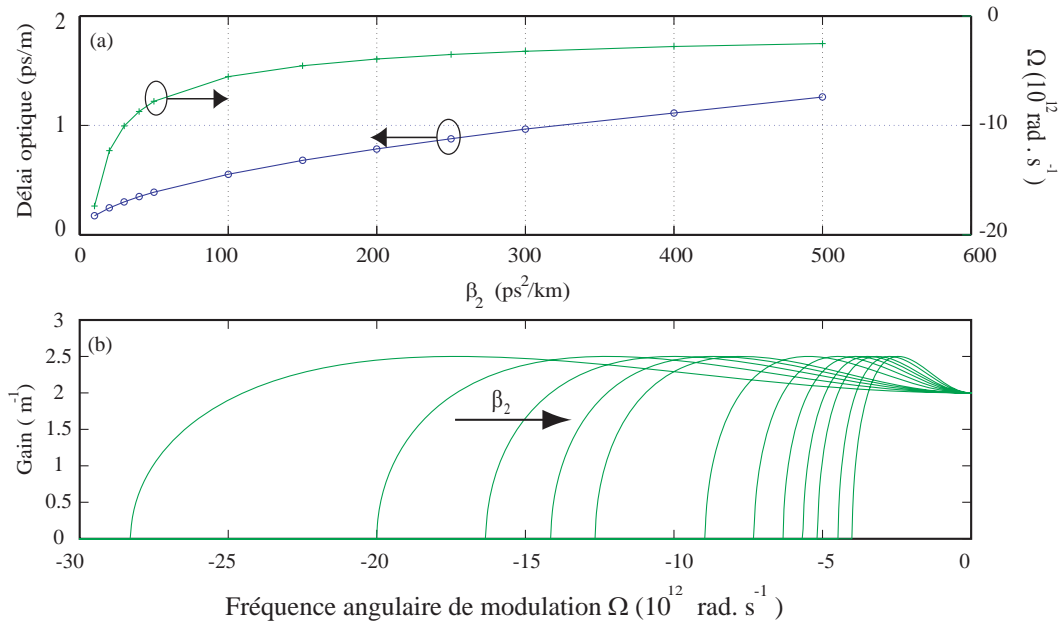


FIG. 5.9 – (a) Le retard optique (à Gauche, cercles bleus) et la fréquence angulaire de modulation (à droite, croix vertes) en fonction de la dispersion de vitesse de groupe  $\beta_2$ . (b) Spectres de gain PMI côté Stokes, polarisés suivant l'axe lent, en fonction de la dispersion de vitesse de groupe. Les paramètres sont :  $\lambda_p = 647\text{nm}$  ;  $P_0 = 300\text{W}$  ;  $B = -1.10^{-7}$  ;  $\gamma = 0.025\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$  ;  $\Omega = \Omega_{\max}$ .

Lorsque la pompe est polarisée suivant l'axe rapide, en régime de dispersion normale, le retard optique est donné par la même équation que le cas précédent (pompe polarisée suivant l'axe lent Eq. 5.8) mais avec  $\Delta\beta_0 < 0$ . La figure 5.9(a) représente le retard optique

(cercles bleus, axe de gauche) et la fréquence angulaire de modulation (croix vertes, axe de droite) en fonction du paramètre de dispersion de vitesse de groupe  $\beta_2$  et pour le sommet de la bande de gain. De plus, la figure 5.9(b) représente les courbes de gain *PMI* côté Stokes ( $\Omega < 0$ ), polarisés suivant l'axe lent, en fonction de  $\beta_2$ . Les autres paramètres sont : ( $\lambda_p = 647nm$ ,  $B = -1.10^{-7}$ ,  $\Delta\beta_0 = -0.9711m^{-1}$ ,  $\gamma = 25W^{-1}km^{-1}$ ,  $P_0 = 300W$ ).

La puissance de pompe doit être augmentée pour dépasser deux fois la puissance seuil ( $2P_c = 116W$ ) d'instabilité de modulation afin que le sommet de la bande de gain ait une fréquence angulaire de modulation non nulle. Dans ce cas, la fréquence angulaire de modulation sera donnée par l'Eq (2.125), avec  $\Delta\beta_0 < 0$  (voir section 2.4.3).

A nouveau, remarquons que lorsque la dispersion de vitesse de groupe  $\beta_2$  augmente, la fréquence angulaire de modulation ainsi que la largeur spectrale de la bande de gain diminuent (Fig. 5.9(a) et (b))(voir Eq (2.125)). Ce comportement est similaire au cas précédent où la pompe était polarisée suivant l'axe lent en dispersion normale (voir Fig 5.2). Mais contrairement au cas précédent, le fait d'augmenter le paramètre de dispersion  $\beta_2$  donne des retards optiques faibles. En effet, il est clair que le retard optique varie très faiblement de 0.2 à 1.26 *ps/m* pour une variation de  $\beta_2$  de 10 à 500 *ps<sup>2</sup>/km*. Il est important de noter que la bande de gain est plus large que dans le cas où la pompe est polarisée sur l'axe lent et pour des valeurs équivalentes de  $\beta_2$ . Par conséquent, la largeur temporelle de l'impulsion, à ralentir, peut être plus étroite que dans le cas précédent. Mais en contre partie, les délais atteignables restent faibles, et nettement en dessous des délais obtenus dans le cas précédent.

### 5.1.2.2 Évolution du retard optique en fonction de la puissance de pompe

Le signal situé côté Stokes ( $\Omega < 0$ ), polarisé suivant l'axe lent, subit un retard optique donné par l'équation (5.8), avec ( $\beta_2 > 0$ ,  $\Delta\beta_0 < 0$ ). A partir de cette équation, il est prévu que le retard obtenu lorsque la pompe est polarisée suivant l'axe rapide, sera moins important que le cas de la pompe polarisée suivant l'axe lent. Cela est dû au fait que les termes de déphasage non linéaire ( $2\gamma P_0/3$ ) et dû à la biréfringence ( $\Delta\beta_0$ ) ont des signes opposés, contrairement au cas précédent. Rappelons que la puissance utilisée doit satisfaire la condition ( $P_0 > 3\delta\beta_0/\gamma$ ), c'est-à-dire que la puissance doit être deux fois la puissance seuil donné par l'Eq. (2.123). Nous présentons sur la figure 5.10(a) le retard optique (cercles bleus, axe à gauche) et la fréquence angulaire de modulation (croix vertes, axe à droite) en fonction de la puissance de pompe, et pour le sommet de la bande de gain. Les autres paramètres sont : ( $\lambda_p = 647 nm$ ,  $B = -1.10^{-7}$ ,  $\Delta\beta_0 = -0.9711 m^{-1}$ ,  $\gamma = 25W^{-1}km^{-1}$ ). Comme la puissance doit dépasser deux fois la puissance seuil  $2P_c = 116W$ , il faut utiliser des valeurs de puissances plus importantes que pour le cas précédent (pompe polarisée suivant l'axe lent). En outre, Pour une puissance de 200 *W*, le retard optique est de 0.26 *ps/m*, c'est-à-dire près de 6 fois moins important que le cas précédent (voir section 5.1.1.3). Notons également que la fréquence angulaire de modulation ( $\Omega$ ) reste très basse, expliquant que le retard optique soit faible (voir Eq (5.7)). De plus, la figure 5.10(b) montre les bandes de gain *PMI* en fonction de la puissance de pompe. Comme la largeur spectrale du gain est plus grande que dans le cas précédent, la largeur temporelle de l'impulsion à ralentir peut être plus petite.

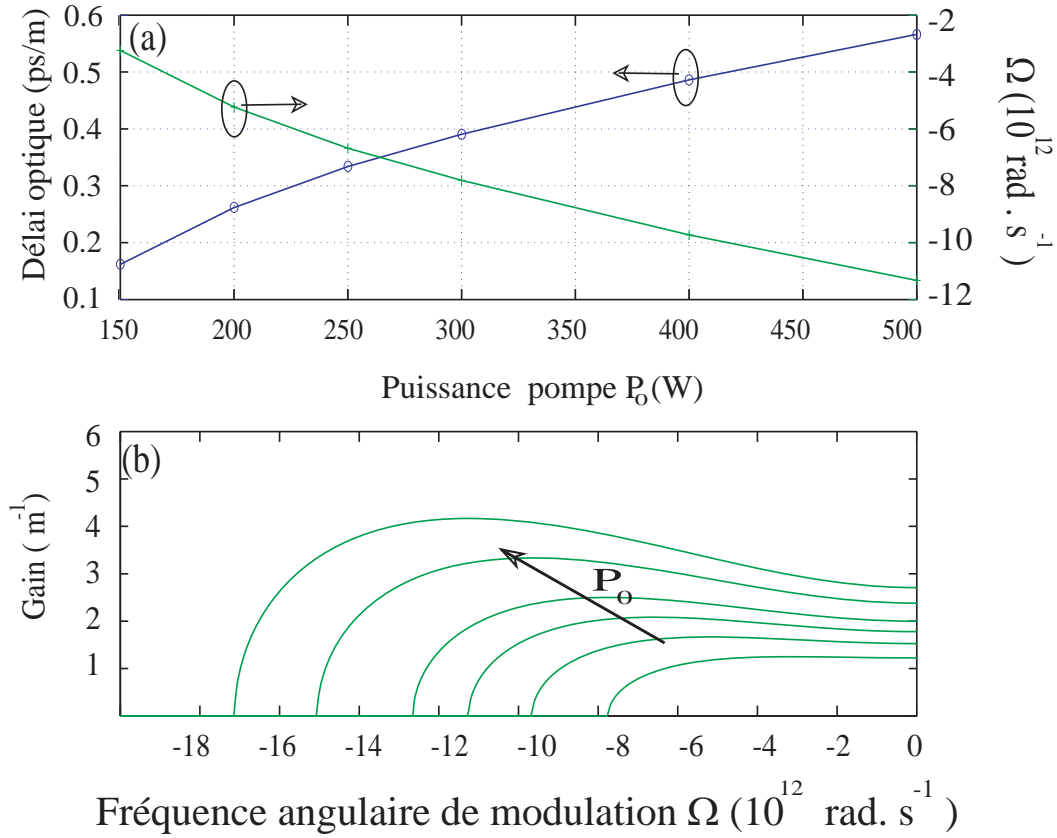


FIG. 5.10 – Le retard optique (à gauche, cercles bleus) et la fréquence angulaire de modulation (à droite, croix vertes) en fonction de la puissance de pompe. (b) Spectres de gain PMI côté Stokes, polarisés suivant l'axe lent, en fonction de la puissance de pompe. Les paramètres sont :  $\lambda_p = 647 \text{ nm}$  ;  $\beta_2 = 50 \text{ ps}^2/\text{km}$  ;  $B = 1.10^{-7}$  ;  $\gamma = 0.025 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$  ;  $\Omega = \Omega_{\text{max}}$ .

### 5.1.2.3 Évolution du retard optique en fonction de la biréfringence

La figure 5.11(a) montre le retard optique (à gauche, cercles bleus) et la fréquence angulaire de modulation (à droite, croix vertes) en fonction de la biréfringence  $B = \Delta n$ . De plus, la figure 5.11(b) représente les courbes de gain PMI, polarisées suivant l'axe lent, en fonction de la biréfringence. La puissance de pompe est de  $1000 \text{ W}$ . Les autres paramètres utilisés sont identiques à ceux utilisés dans les cas précédents ( $\lambda_p = 647 \text{ nm}$ ,  $\beta_2 = 50 \text{ ps}^2/\text{km}$ ,  $\gamma = 25 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ ). Le délai varie de  $0$  à  $0.92 \text{ ps/m}$  pour  $\Delta n$  variant de  $10 \cdot 10^{-7}$  à  $0$ . Lorsque la biréfringence  $B$  augmente en valeur absolue, la fréquence angulaire de modulation  $\Omega$  diminue, à l'inverse du cas précédent (voir sec :5.1.1.4). Par conséquent, le délai optique diminue. Il est important de noter que lorsque la biréfringence diminue, la puissance seuil diminue (voir Eq 2.123). Notons que pour les valeurs ( $B = -9 \cdot 10^{-7}$ ,  $P_c = 524 \text{ W}$ ) et ( $B = -10 \cdot 10^{-7}$ ,  $P_c = 582 \text{ W}$ ), la puissance utilisée satisfait la condition ( $P_c < P_0 = 1000 \text{ W} < 2P_c$ ), et donc la fréquence angulaire de modulation est nulle (voir section 2.4.3). En conséquence, le retard optique correspondant est nul (voir Fig. 5.11).

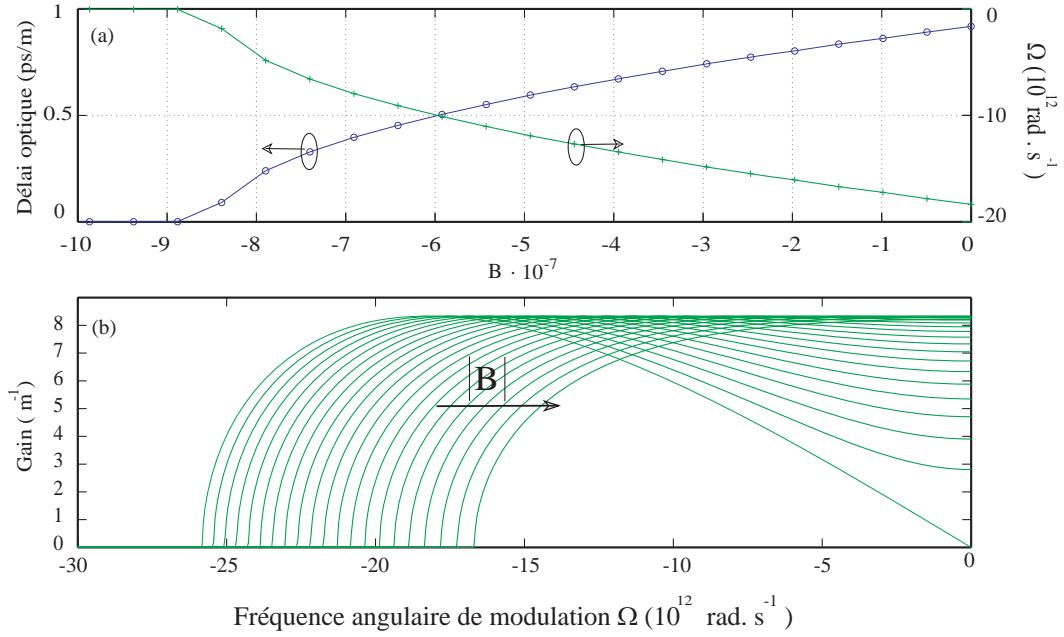


FIG. 5.11 – (a) Le retard optique (à gauche, cercles bleus) et la fréquence angulaire de modulation (à droite, croix vertes) en fonction de la biréfringence. (b) Spectres de gain PMI côté Stokes, polarisés suivant l'axe lent, en fonction de la biréfringence. Les paramètres sont :  $\lambda_p = 647\text{nm}$  ;  $P_0 = 1000\text{W}$  ;  $\beta_2 = 50\text{ps}^2/\text{km}$  ;  $\gamma = 0.025\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$  ;  $\Omega = \Omega_{max}$ .

#### 5.1.2.4 Accordabilité du retard optique

Nous avons également développé des simulations numériques basées sur les équations de Schrödinger non linéaires couplées (2.108,2.109) en régime de dispersion normale, dans une fibre faiblement biréfringente, uni-modale dans le domaine des fréquences visibles. Nous injectons dans la fibre de 5 m de long une impulsion pompe carrée d'une durée de 300 ps et à une longueur d'onde de 647 nm, polarisée suivant l'axe rapide, ainsi qu'une impulsion signal Stokes gaussienne de 10 ps de largeur à mi-hauteur, polarisée suivant l'axe lent. La longueur de la fibre est diminuée afin d'éviter le régime d'atténuation de la pompe comme nous utilisons des valeurs de puissances plus grandes que dans le cas précédent. De plus, la largeur à mi-hauteur de l'impulsion signal est diminuée (10 ps au lieu de 25 ps) car la bande de gain est large. Les autres paramètres sont : la longueur d'onde de la pompe  $\lambda_p = 647\text{nm}$ , la dispersion de la vitesse de groupe  $\beta_2 = 50\text{ps}^2.\text{km}^{-1}$ , la biréfringence  $\Delta n = -1.10^{-7}$ , la différence entre les deux vecteurs d'onde associés aux deux axes de la biréfringence de la fibre  $\Delta\beta_0 = -0.9711\text{m}^{-1}$ , le paramètre non linéaire  $\gamma = 25\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ .

La figure 5.12(a) présente l'évolution du retard optique en fonction de la puissance d'entrée calculé par différentes méthodes : retard analytique en régime de gain fort calculé par l'expression (5.8) et déjà représenté sur la figure 5.10 (cercles bleus), retard analytique prenant en compte le régime de faible gain et calculé par les expressions générales (2.134)

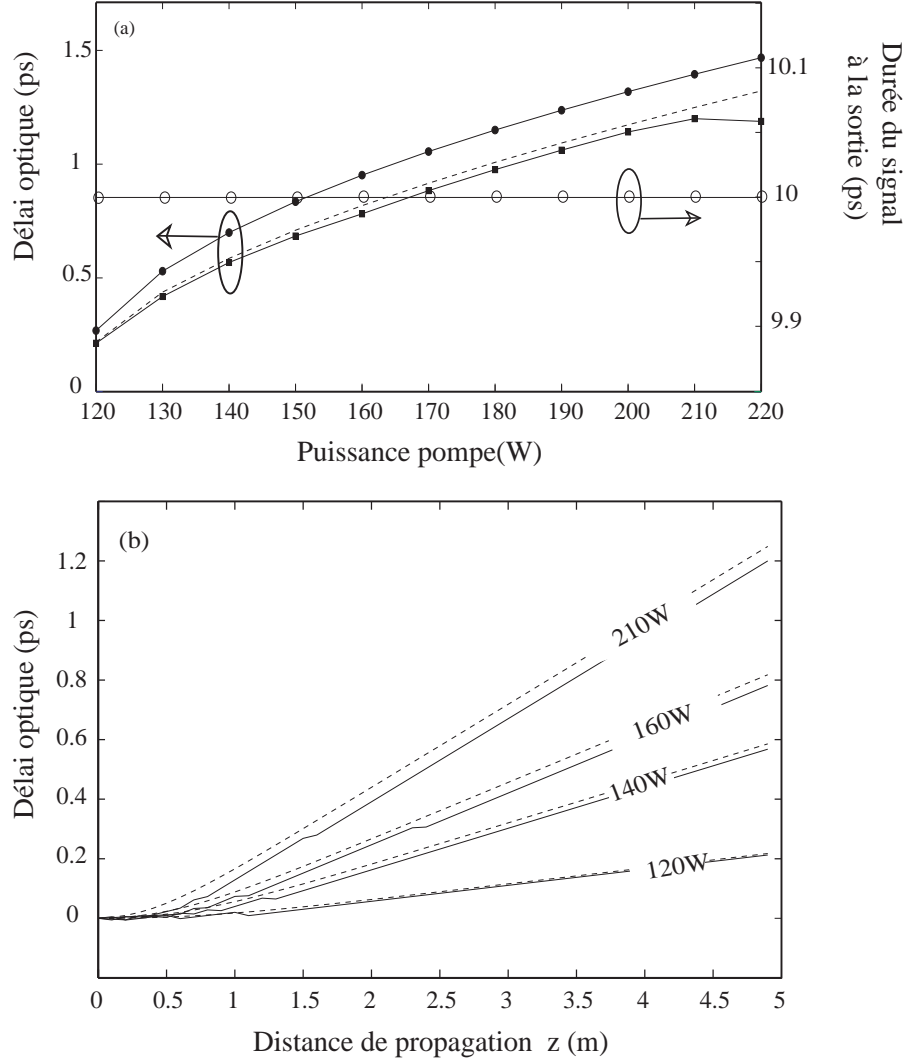


FIG. 5.12 – Simulations numériques : (a) le retard optique (à gauche, carré) et la durée de l'impulsion (à droite, cercle ouvert) en fonction de la puissance de la pompe pour une fibre de 5 m de long. (b) le retard optique en fonction de la distance de propagation pour quatre différentes puissances de pompe. Le retard optique (à gauche, cercle noir) en régime du fort gain calculé par l'équation (5.8). Les traits pointillés sur les deux figures montrent la comparaison avec les résultats de l'équation (2.134). Les paramètres sont :  $\lambda_p = 647\text{nm}$  ;  $\beta_2 = 50\text{ps}^2.\text{km}^{-1}$  ;  $\Delta n = -1.10^{-7}$  ;  $\gamma = 25\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  ; et  $L = 5\text{m}$ . La durée du signal à l'entrée 10ps

(courbe pointillée), et délai résultant des simulations numériques *CNLSE* (carrés noirs). Le délai présente une faible variation en fonction de la puissance. Ainsi, dans l'exemple donné ( $L = 5\text{ m}$ ), le délai varie de 0.25 à 1.5 ps environ pour une puissance de pompe variant de 120 à 220 W. Notons que les valeurs analytiques et numériques sont en parfait accord (courbe pointillée et carrés noirs). Il est à noter également que pour une puissance de 220 W, le régime d'atténuation de la pompe est atteint, raison pour laquelle le délai

numérique commence à diminuer (carrés noirs).

Contrairement au deux cas précédents (*PMI* avec une pompe polarisée suivant l'axe lent, *VMI* avec une pompe polarisée à  $45^\circ$ ), le délai optique en régime de fort gain (Eq. (5.8)) n'est pas quasi-constant, sa variation étant très proche de la courbe de retard optique obtenu numériquement et celui obtenu en tenant compte du régime de faible gain. Cela vient du fait que nous utilisons des fortes puissances pour dépasser deux fois la puissance seuil. Ainsi, l'expression analytique simple en régime de fort gain reste valable sur toute la gamme de puissance utilisée.

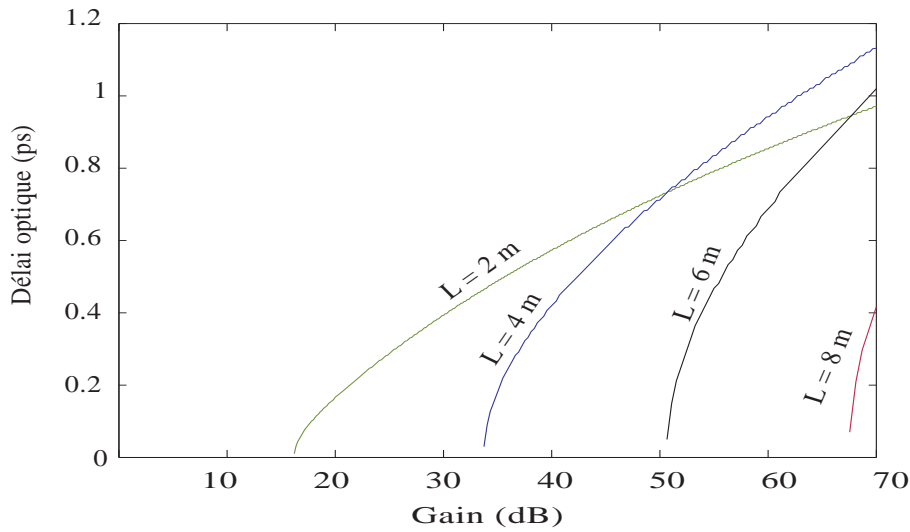


FIG. 5.13 – Les courbes représentent l'évolution du retard optique en fonction de gain paramétrique (en décibel) en cas de l'absence de la contribution Raman, pour différentes distances de propagation de 2 m (courbe verte) à 8 m (courbe rouge).  $\lambda_p = 647\text{nm}$  ;  $\beta_2 = 50\text{ps}^2.\text{km}^{-1}$  ;  $B = -1.10^{-7}$  ;  $\gamma = 13\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ .

Par ailleurs, le retard optique obtenu est très faible par rapport au cas précédent (voir Fig. 5.6), cela est dû au fait que la fréquence angulaire de modulation est très faible (voir Fig. 5.10). Néanmoins, contrairement au cas du gain paramétrique vectoriel *VMI* et au cas *PMI* lorsque la pompe est polarisée selon l'axe lent, l'impulsion signal ne subit pas d'élargissement (ronds blancs sur la figure 5.12(a)). Pour une impulsion de 10 ps à l'entrée de la fibre, la durée de signal à la sortie reste constante pour une puissance allant de 120 à 220 W. Cela vient du fait que la bande de gain est assez large, comme nous l'avons déjà montré sur la figure 5.10. Par conséquent, l'effet de filtrage spectral de l'impulsion signal lors de la propagation est inexistant. Il est possible de diminuer la largeur à mi-hauteur de l'impulsion signal à l'entrée de la fibre jusqu'à 5 ps, permettant ainsi d'obtenir un délai fractionnaire plus grand. En dessous de 5 ps, le filtrage par le gain apparaît induisant un élargissement de l'impulsion signal.

Nous traçons sur la figure 5.12(b) le retard optique numérique en fonction de la distance de propagation pour différentes puissances de pompe. Le retard optique prévu par l'équation (2.134), également tracé en traits pointillés, montre un bon accord avec les



simulations numériques. On remarque que pour  $P = 120 \text{ W}$ , le régime de fort gain est atteint, expliquant l'écart faible entre les prédictions analytiques sans tenir compte du régime de faible gain et les valeurs numériques. La figure 5.13 montre l'évolution du délai en fonction du gain paramétrique pour différentes longueurs de fibre qui s'étend de  $2 \text{ m}$  à  $8 \text{ m}$ . A noter que le coefficient d'élargissement (R) n'est pas présenté, car l'équation utilisée pour son calcul n'est valable que pour des formes de gain Lorentziennes, ou approximatives. Le profil de la bande de gain ne peut rentrer dans ce cadre là.

Les paramètres utilisés sont identiques à ceux utilisés dans la figure 5.12. Comme la puissance utilisée dépasse deux fois la puissance seuil, la longueur de la fibre doit être fortement diminuée par rapport au cas précédent (pompe polarisée suivant l'axe lent) afin de limiter le gain à  $70 \text{ dB}$ . Pour un gain de  $50 \text{ dB}$ , une ligne à retard composée d'une fibre optique de  $2 \text{ m}$  de long, génère un retard optique d'environ  $0.7 \text{ ps}$ .

En conclusion, cette configuration donne des délais très faibles en raison de la très forte puissance de pompe nécessaire pour générer des bandes de gain paramétrique.

### 5.1.3 Pompe polarisée suivant l'axe rapide en régime de dispersion anormale

Nous allons étudier maintenant la dernière configuration correspondant à une pompe polarisée suivant l'axe rapide en régime de dispersion anormale. Dans ce cas, l'impulsion signal polarisée suivant l'axe lent doit être anti-Stokes ( $\Omega > 0$ ) afin d'être ralentie,  $\beta_2$  étant négatif (voir Eq. 5.7).

#### 5.1.3.1 Évolution du retard optique en fonction de la dispersion

En régime de dispersion anormale, Le signal anti-Stokes subit un délai optique donné par l'équation (Eq 5.7), avec ( $\beta_2 < 0, \Omega > 0$ ). La figure 5.14(a) représente le retard optique (cercles bleus, axe à gauche) et la fréquence angulaire de modulation (croix vertes, axe à droite) en fonction du paramètre de dispersion de vitesse de groupe  $\beta_2$  et pour un signal situé au sommet de la bande de gain. Les autres paramètres sont : ( $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$ ,  $B = -5.10^{-6}$ ,  $\Delta\beta_0 = -20.27 \text{ m}^{-1}$ ,  $\gamma = 13 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ ,  $P_0 = 100 \text{ W}$ ). Les paramètres utilisés sont ceux de la référence [94], seule la biréfringence a été choisie de manière à obtenir un délai plus important, comme sera montré plus tard dans ce chapitre.

Ce retard optique est calculé en régime de fort gain, signifiant à nouveau qu'il représente la limite supérieure du délai optique atteignable. Lorsque la dispersion de la vitesse de groupe augmente en valeur absolue, le retard optique augmente, tandis que la fréquence angulaire de modulation diminue, similaire au cas de dispersion normale pour une pompe polarisée suivant l'axe lent ou rapide. Notons que le délai optique varie de  $0.83$  à  $4.45 \text{ ps/m}$  pour une variation de  $\beta_2$  de  $-17.8$  à  $-500 \text{ ps}^2/\text{km}$ . Contrairement au cas précédent (lorsque la pompe est polarisée suivant l'axe rapide, en dispersion normale), le fait d'augmenter le paramètre  $\beta_2$  améliore significativement le retard optique. De plus, la figure 5.14(b) montre les bandes de gain *PMI* équivalentes, côté anti-Stokes, en fonction de  $\beta_2$ . Il est clair que, plus la valeur de  $\beta_2$  est important, plus la bande de gain est étroite, et par conséquent, la largeur temporelle de l'impulsion signal à ralentir doit être grande afin

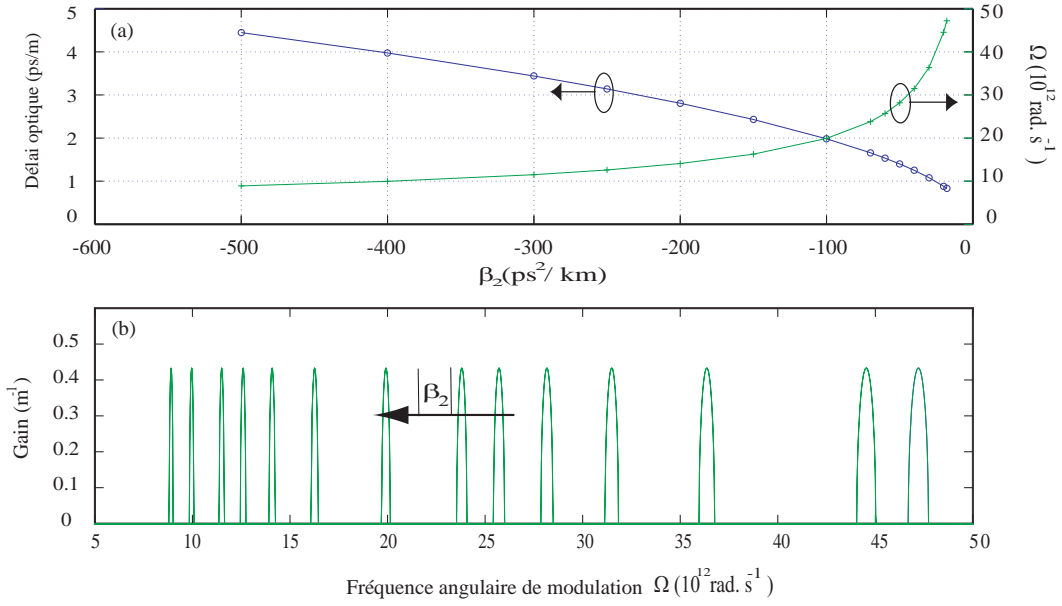


FIG. 5.14 – (a) Le délai optique (à Gauche, cercles bleus) et la fréquence angulaire de modulation (à droite, croix vertes) en fonction de la dispersion de vitesse de groupe  $\beta_2$ . (b) Spectres PMI côté anti-Stokes, polarisés suivant l'axe lent, en fonction de la dispersion de vitesse de groupe  $\beta_2$ . Les paramètres sont :  $\lambda_p = 1550\text{nm}$ ;  $P_0 = 100\text{W}$ ;  $B = -5.10^{-6}$ ;  $\Delta\beta_0 = -20.27\text{m}^{-1}$ ;  $\gamma = 13\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ;  $\Omega = \Omega_{max}$ .

d'éviter le filtrage spectral.

### 5.1.3.2 Évolution du retard optique en fonction de la puissance de pompe

Le retard optique en fonction de la puissance de pompe est donné par l'équation (5.8), avec ( $\beta_2 < 0$ ,  $\Delta\beta_0 < 0$ ). Contrairement au cas précédent, la puissance de la pompe doit satisfaire la condition ( $P_0 < 3\Delta\beta_0/\gamma$ ), c'est-à-dire que la puissance de pompe doit être inférieure à deux fois la puissance seuil. Nous représentons sur la figure 5.15(a) le retard optique (cercles bleus, axe à gauche) et la fréquence angulaire de modulation (croix vertes, axe à droite) en fonction de la puissance de pompe, et pour le sommet de la bande de gain. Les autres paramètres sont :  $\lambda_p = 1550\text{nm}$ ,  $B = -5.10^{-6}$ ,  $\Delta\beta_0 = -20.27\text{m}^{-1}$ ,  $\gamma = 13\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . Contrairement au cas de dispersion normale présenté dans la sec : 5.1.2.2, la fréquence angulaire de modulation diminue lorsque la puissance de la pompe augmente. En conséquence, le délai optique diminue également. Ce comportement est similaire au cas *VMI* lorsque la pompe est polarisée à  $45^\circ$  (voir Fig 4.4). Remarquons que le délai optique varie de 0.86 à 0.83 ps/m environ pour une puissance qui croît de 10 à 350 W. Par ailleurs, la figure 5.15(b) montre les courbes de gain PMI, côté anti-Stokes, en fonction de la puissance de pompe. A nouveau, plus la puissance de pompe est grande, plus la fréquence angulaire de modulation est faible, alors que la bande de gain est plus large.

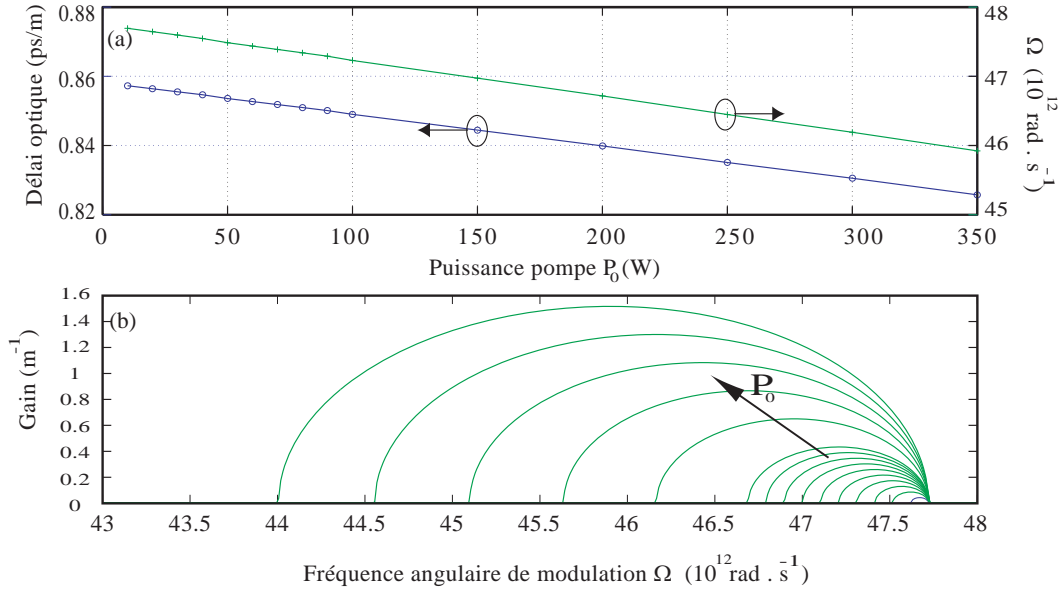


FIG. 5.15 – (a) Le retard optique (à gauche, cercles bleus) et la fréquence angulaire de modulation (à droite, croix vertes) en fonction de la puissance de la pompe. (b) Spectres PMI anti-Stokes, polarisés suivant l'axe lent, en fonction de puissance de pompe. Les paramètres sont :  $\lambda_p = 1550\text{nm}$  ;  $\beta_2 = -17.8\text{ps}^2/\text{km}$  ;  $B = -5.10^{-6}$  ;  $\gamma = 13\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  ;  $\Omega = \Omega_{\max}$ .

### 5.1.3.3 Évolution du délai optique en fonction de la biréfringence

La dépendance non linéaire du délai optique en fonction de la biréfringence est donnée par l'équation (5.8). La figure 5.16(a) montre le délai optique (à gauche, cercles bleus) et la fréquence angulaire de modulation (à droite, croix vertes) en fonction de la biréfringence  $B = \Delta n$ . Les paramètres utilisés sont identiques à ceux utilisés dans les cas précédents ( $\lambda_p = 1550\text{nm}$ ,  $\beta_2 = -17.8\text{ps}^2/\text{km}$ ,  $\gamma = 13\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ,  $P_0 = 100\text{W}$ ). Le délai varie de 0.22 à 0.83 ps/m pour une variation de la biréfringence ( $B$ ) de  $-0.5.10^{-6}$  à  $-5.10^{-6}$ . Contrairement au cas précédent (pompe polarisée suivant l'axe rapide en dispersion normale - voir Fig. 5.11), lorsque la biréfringence ( $B$ ) augmente en valeur absolue, la fréquence angulaire de modulation  $\Omega$  augmente. Cette différence s'explique par le fait que la pulsation et sa variation en fonction de la biréfringence change de sens du fait du signe différent de  $\beta_2$ . Par conséquent, le délai optique augmente également. Notons que ce comportement est similaire au cas PMI pour une pompe polarisée suivant l'axe lent en dispersion normale (voir Fig. 5.4). Nous présentons sur la figure 5.16(b) les courbes de gain PMI, côté anti-Stokes, en fonction de la fréquence angulaire de modulation. Cette figure montre que la bande de gain devient plus étroite pour une fréquence angulaire de modulation plus élevée et donc pour une biréfringence plus grande.

### 5.1.3.4 Accordabilité du délai optique

Comme pour les cas précédents, nous avons utilisé les simulations numériques basées sur les équations de Schrödinger non linéaires couplées (2.108,2.109) en régime de

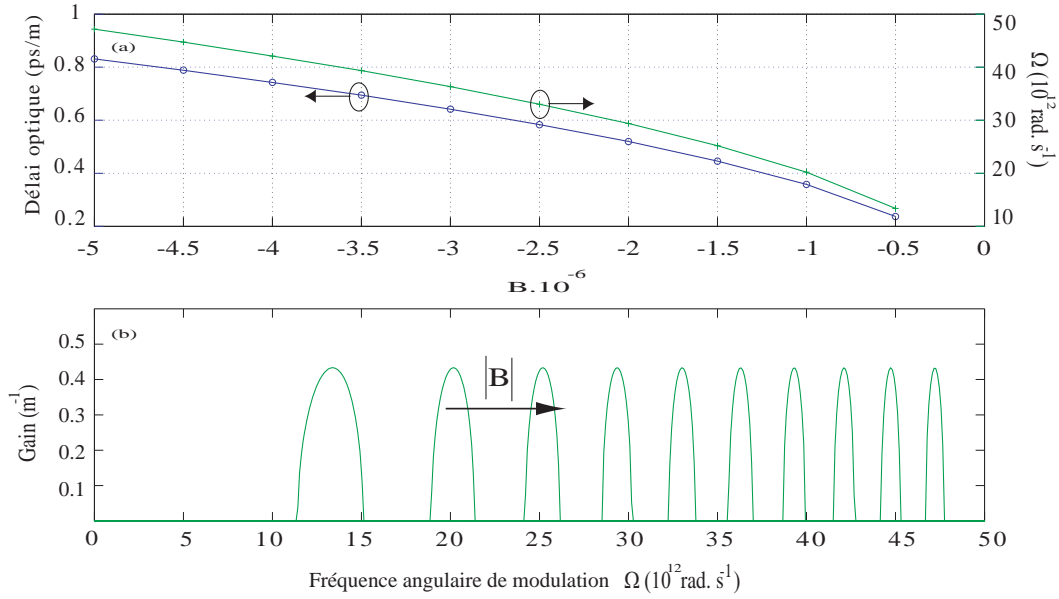


FIG. 5.16 – (a) Le délai optique (à gauche, cercles bleus) et la fréquence angulaire de modulation (à droite, croix vertes) en fonction de la biréfringence ( $B$ ). (b) Spectres PMI côté anti-Stokes, polarisés suivant l'axe lent, en fonction de la biréfringence ( $B$ ). Les en fonction de la biréfringence. Les paramètres sont :  $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$  ;  $P_0 = 100 \text{ W}$  ;  $\beta_2 = -17.8 \text{ ps}^2/\text{km}$  ;  $\gamma = 13 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$  ;  $\Omega = \Omega_{\text{max}}$ .

dispersion anormale, dans une fibre faiblement biréfringente, dans le domaine des fréquences télécom. Nous injectons dans une fibre de 10 m de long une impulsion pompe carrée d'une durée de 300 ps et à une longueur d'onde de 1550 nm, polarisée suivant l'axe rapide, ainsi qu'une impulsion signal Stokes gaussienne, de 20 ps de largeur à mi-hauteur, polarisée suivant l'axe lent. Les autres paramètres sont : la longueur d'onde de la pompe  $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$ , la dispersion de la vitesse de groupe  $\beta_2 = -17.8 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ , la biréfringence  $\Delta n = -5 \cdot 10^{-6}$ , la différence entre les deux vecteurs d'onde associés aux deux axes de la biréfringence de la fibre  $\Delta\beta_0 = -20.2683 \text{ m}^{-1}$ , le paramètre non linéaire  $\gamma = 13 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ . Il est à noter qu'il a fallu décaler légèrement la fréquence angulaire de modulation du signal, choisie au sommet de la bande de gain analytique, afin de le localiser au sommet de la bande de gain numérique (décalage très faible de quelques GHz).

La figure 5.17(a) présente l'évolution du délai en fonction de la puissance d'entrée calculé par différentes méthodes : délai analytique en régime de gain fort calculé par l'expression (5.8) et déjà représenté sur la figure 5.15 (cercles bleus), délai analytique prenant en compte le régime de faible gain et calculé par les expressions générales (2.134) (courbe pointillée), et délai résultant des simulations numériques *CNLSE* (carrés noirs). Remarquons que la différence entre les résultats analytiques et numériques est importante pour des puissances inférieures à 300 W.

Nous traçons sur la figure 5.17(b) le délai optique numérique en fonction de la distance de propagation pour trois puissances de pompe différentes. Le délai optique prédit par l'équation (2.134) est également tracé en traits pointillés. Notons que le régime de faible

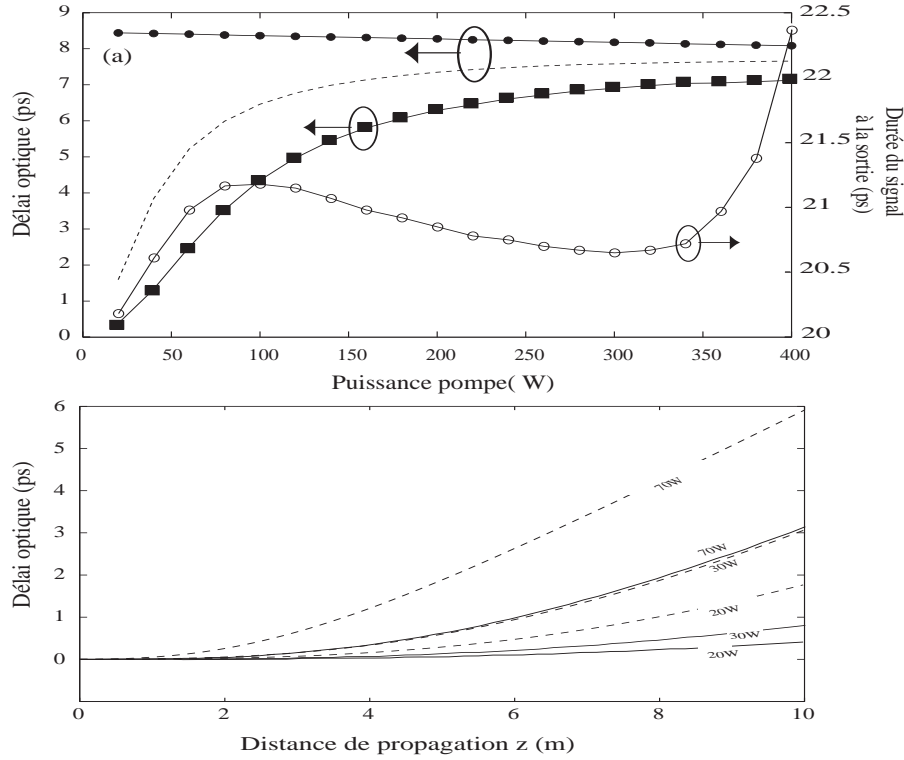


FIG. 5.17 – *Simulations numériques : (a) délai optique numérique (à gauche, carrés noirs), délai optique analytique en régime de fort gain calculé par l'équation (5.8) (gauche, cercles noirs), délai optique analytique tenant compte du régime de faible gain calculé à partir de l'Eq. l'équation (2.134) (gauche, pointillés), et durée de l'impulsion (à droite, cercle ouvert) en fonction de la puissance de pompe pour une fibre de 10 m de long. (b) délai optique numérique en fonction de la distance de propagation pour trois puissances de pompe différentes. La courbe pointillée permet la comparaison avec les résultats de l'équation (2.134). Les paramètres sont :  $\lambda_p = 1550\text{nm}$  ;  $\beta_2 = -17.8\text{ps}^2.\text{km}^{-1}$  ;  $\Delta n = -5.10^{-6}$  ;  $\gamma = 13\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  ; et  $L = 10\text{m}$ . La durée du signal à l'entrée 20ps.*

gain perdure sur des distances de propagation significativement plus grandes que celle prévu par l'équation (2.134), raison pour laquelle le délai optique numérique reste inférieur à celui obtenu par l'équation (2.134). Il semble donc que les simulations numériques présentent un régime de faible gain plus long que pour les prédictions analytiques. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que la bande de gain numérique soit plus faible que celle analytique, un gain plus faible entraînant un délai moindre. Ainsi, il semble donc que la bande de gain numérique diffère de la bande de gain analytique par la fréquence et par la valeur du gain maximum. Nous n'avons à l'heure actuelle aucune d'explication viable afin d'interpréter cette différence.

Concernant la largeur temporelle de l'impulsion signal en sortie de fibre (cercles blancs, Fig. 5.17(b)), son évolution en fonction de la puissance de pompe est classique et a déjà été expliquée. Pour les très basses puissances, la bande de gain étant très faible, le signal subit très peu d'amplification et conserve donc sa largeur initiale. Pour des puissances plus

élevées, le filtrage par le gain amène une largeur d'impulsion supérieure à celle d'entrée. Puis cette largeur diminue au fur et à mesure que la puissance augmente, la bande de gain s'élargissant. Pour des fortes puissances, le phénomène d'atténuation de la pompe élargit à nouveau l'impulsion signal.

Afin d'obtenir des délais plus conséquents, nous avons augmenté la longueur de la fibre et

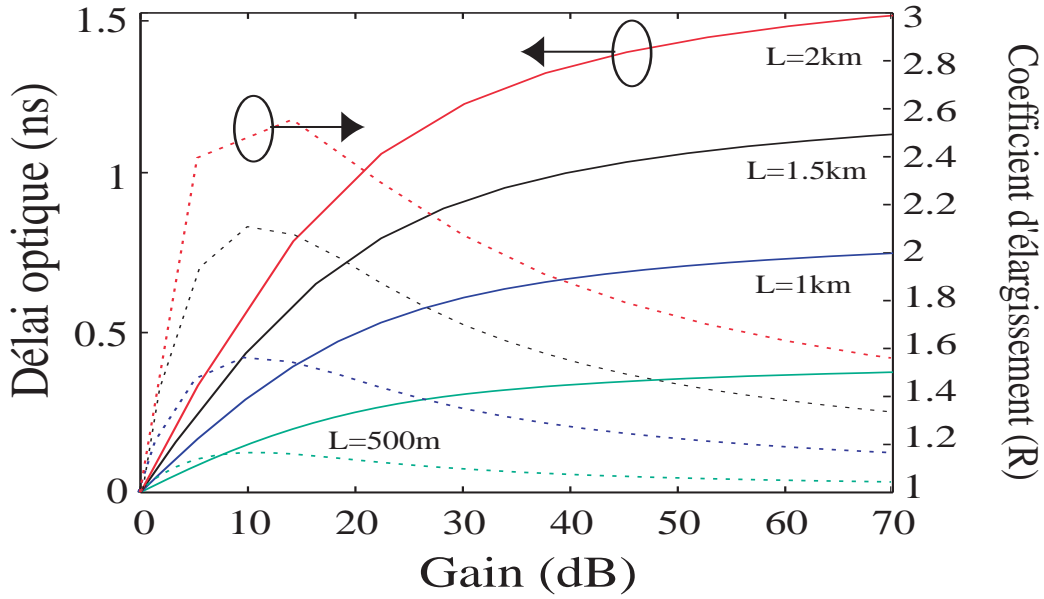


FIG. 5.18 – (à gauche) les courbes (en trait plein) représentent l'évolution du délai optique en fonction de gain paramétrique (en décibel) en cas de l'absence de la contribution Raman. (à droite) le coefficient d'élargissement (courbes en pointillés) en fonction du gain paramétrique en décibel pour différentes distances de propagation de 500 m (courbe verte) à 2 km (courbe rouge). La courbe bleue correspond à 1-km de propagation. la durée du signal à l'entrée est 1 ns.  $\lambda_p = 1.55 \mu m$ ;  $\beta_2 = -17.8 ps^2.km^{-1}$ ;  $B = -5.10^{-6}$ ;  $\gamma = 13 W^{-1} km^{-1}$ .

diminuer en conséquence les puissances pompes. L'accordabilité du délai optique en fonction du gain (en décibel) est montrée sur la figure 5.18, en prenant en compte la limite de gain de 70 dB. Cette figure montre l'évolution du délai (à gauche) en fonction du gain paramétrique pour différentes longueurs de fibre qui s'étend de 500 m à 2 km. De plus, nous avons présenté le coefficient d'élargissement R (à gauche en pointillés). La durée de l'impulsion signal est de 1 ns. Les paramètres utilisés sont :  $\lambda_p = 1.55 \mu m$ ,  $\beta_2 = -17.8 ps^2.km^{-1}$ ,  $B = -5.10^{-6}$ ,  $\gamma = 13 W^{-1} km^{-1}$ . Comme pour les autres configurations, l'utilisation de gains modérés (moins de 30 dB) amène un élargissement de l'impulsion signal et est donc à éviter. Ainsi, une ligne à retard composée d'une fibre optique de 1 km de long, génère un délai optique légèrement inférieur au délai optique obtenu par OPA vectorielle dans une fibre fortement biréfringente (voir Fig. 4.11), environ 0.7 ns pour un gain de 50 dB, avec un coefficient d'élargissement R de 1.22.

## 5.2 Conclusion

En conclusion, nous avons introduit une démonstration théorique du phénomène de lumière lente ou rapide induit par amplification paramétrique dans les fibres faiblement biréfringentes. Nous avons traité toutes les configurations possibles de l'instabilité modulationnelle de polarisation (*PMI*) : impulsion pompe polarisée suivant l'axe lent en dispersion normale, impulsion pompe polarisée suivant l'axe rapide en dispersion normale et anormale. En faisant une étude analytique similaire à celle introduit dans le chapitre précédent, nous avons déduit une expression très simple du délai optique en régime de fort gain. Cette expression est valable quelque soit la configuration de la polarisation de la pompe. De plus, nous avons démontré que le processus de lumière lente compense le délai linéaire dû à la dispersion et non celui dû à la biréfringence. En prenant compte de régime de faible gain, nous avons mis en évidence que le délai optique n'est pas une fonction linéaire de la puissance de pompe, similaire au cas *VMI* dans les fibres fortement biréfringentes. En outre, en négligeant le régime de faible gain, nous avons obtenu les courbes d'évolution du délai optique en fonction du paramètre de dispersion, de la puissance de pompe et en fonction de la biréfringence. Afin de valider la théorie analytique, nous avons développé des simulations numériques basées sur les équations de Schrödinger non linéaires couplées. Nous avons démontré l'accordabilité de délai optique en fonction de la puissance de pompe. L'étude analytique et numérique est en bon accord. En prenant en compte une limite supérieure du gain (70 dB), nous avons démontré l'accordabilité du délai optique en fonction de gain. Cette étude permet de comparer les délais optiques obtenus avec toutes les configurations *PMI*, et donc d'optimiser la configuration qui permettra d'obtenir des retards optiques plus importants.

---

## Conclusion générale et perspectives

Les travaux de recherche menés au cours de cette thèse ont porté sur une étude théorique de la lumière lente établie sur le processus non linéaire d'amplification paramétrique optique dans les fibres fortement et faiblement biréfringentes. Ces études fondamentales ont permis d'améliorer les connaissances et la compréhension du phénomène de lumière lente induite par amplification paramétrique vectorielle ainsi que d'optimiser la configuration de polarisation permettant d'obtenir des délais optiques importants.

Après avoir énoncé quelques exemples de phénomènes physiques permettant de ralentir ou accélérer une impulsion lumineuse ainsi que la dynamique non linéaire du phénomène d'instabilité de modulation sur laquelle est basé le processus de l'amplification paramétrique, nous avons proposé et théoriquement démontré que l'amplification optique paramétrique dans les fibres fortement biréfringentes offre la possibilité de générer de longs retards optiques ou avances compatibles avec les systèmes de télécommunications par fibre optique. L'étude théorique a permis d'obtenir une expression simple du retard optique. Cette expression montre que ce délai dépend de la biréfringence et de la longueur de fibre. Nous avons également montré que le délai induit par le gain paramétrique compense parfaitement le délai linéaire, dû à la biréfringence et au paramètre de dispersion. En prenant compte de régime de faible gain, nous avons mis en évidence que le retard optique n'est pas une fonction linéaire de la puissance pompe, contrairement aux autres systèmes de lumière lente induite par diffusions Brillouin ou Raman dans les fibres optiques. Nous avons démontré qu'en plus de l'accord de phase, l'amplification paramétrique apporte également un accord de vitesse de groupe entre les impulsions signal et idler alors que leurs directions de polarisation sont orthogonales. Afin de valider la théorie analytique, nous avons développé des simulations numériques basées sur les équations de Schrödinger non linéaires couplées. Les résultats numériques et analytiques sont en parfait accord. De plus, nous avons présenté certaines limites du délai optique. En outre, nous avons examiné l'influence de l'effet Raman sur le délai optique, et nous avons montré que l'effet Raman peut améliorer significativement le délai optique subi par un signal situé côté d'absorption Raman, plus spécifiquement près de la fréquence Raman. Pour exemple, le délai optique obtenu dans une fibre de 1-km peut atteindre la valeur de  $1.1 \text{ ns}$  pour une impulsion signal de  $1 \text{ ns}$  de largeur à mi-hauteur, avec un gain de 50 dB, et un coefficient d'élargissement de 1.3.

Par ailleurs, nous avons développé une étude théorique du phénomène de lumière lente induit par amplification paramétrique dans les fibres faiblement biréfringentes en régime de dispersion normale ainsi qu'en régime de dispersion anormale. Nous avons également obtenu une expression simple du retard optique. Cette expression est valable quelque soit

---



la configuration de polarisation de la pompe. Contrairement au processus de lumière lente induit par l'amplification paramétrique dans les fibres fortement biréfringentes, nous avons montré que le retard optique induit ne compense que le délai linéaire dû à la dispersion et non celui dû à la biréfringence. Nous avons examiné la dépendance du retard optique, obtenu pour les différentes configurations de l'instabilité modulationnelle de polarisation, en fonction du paramètre de dispersion, de la biréfringence, et en fonction de la puissance pompe. De plus, nous avons développé des simulations numériques basées sur les équations de Schrödinger non linéaires couplées. Nous avons démontré l'accordabilité du délai optique en fonction de la puissance pompe. Les résultats analytiques et numériques sont en bon accord. Afin d'optimiser la configuration permettant de larges délais optiques, en prenant en compte la limite haute du gain (70 dB), nous avons mis en évidence l'accordabilité du délai optique sans négliger le régime de faible gain. La configuration la plus intéressante correspond à une pompe polarisée suivant l'axe lent en dispersion normale. Pour exemple, cette configuration a permis de produire un retard optique de 1.33 ns pour une impulsion signal de 1 ns de largeur à mi-hauteur, se propageant dans une fibre optique de 1 km de long et avec un gain de 50 dB.

Nous sommes maintenant en mesure d'envisager plusieurs extensions à notre travail. Tout d'abord, afin de généraliser la théorie proposée, il sera intéressant d'inclure des paramètres de dispersion d'ordres supérieurs ( $\beta_3, \beta_4$ ) dans les équations de Schrödinger non linéaires couplées, et d'examiner l'influence de ces derniers sur le retard optique. En effet, le retard induit par le paramètre  $\beta_4$  en régime linéaire doit être équilibré par le délai induit par OPA. En revanche, la paramètre  $\beta_3$  n'apparaissant pas dans l'accord de phase, l'accord de vitesse de groupe entre les 3 ondes en interaction (pompe, signal et idler) doit être brisé par le paramètre  $\beta_3$ , comme il est communément admis en amplification paramétrique scalaire.

La seconde perspective concerne l'étude du phénomène d'accélération de la lumière que nous avons laissé volontairement de côté, ayant centré notre travail sur le ralentissement de la lumière. Nous pensons que l'accélération de la lumière associée à un gain, présente un avantage certain par rapport aux autres techniques pour lesquelles le phénomène de lumière rapide est associée à une absorption.

La troisième perspective correspond à examiner la dépendance du retard optique en fonction de la position de la longueur d'onde de l'impulsion signal à travers le gain paramétrique. En effet, nous avons volontairement fixé la longueur d'onde du signal au sommet des différentes bandes de gain. Or, nous avons clairement observé que le délai pouvait être très fortement augmenté en bordure de bande de gain, comme l'ont montré expérimentalement Dahan et Eisenstein [15].

## Bibliographie

- [1] Matthew S. Bigelow, Nick N. Lepeshkin, and Robert W. Boyd. Superluminal and slow light propagation in a room temperature solid. *Science*, 301 :200, 2003.
  - [2] Lorentz Hendrik. *Theory of Electrons*. Columbia Univ. Press, New York, 1909.
  - [3] S. Chu and S. Wong. Chu and wong respond. *Phys. Rev. Lett.*, 49 :1293–1293, Oct 1982.
  - [4] Lene Vestergaard Hau, S. E. Harris, Zachary Dutton, and Cyrus H. Behroozi. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, 397 :594–598, 1999.
  - [5] Matthew S. Bigelow, Nick N. Lepeshkin, and Robert W. Boyd. Observation of ultraslow light propagation in a ruby crystal at room temperature. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :113903, Mar 2003.
  - [6] G. M. Gehring, A. Schweinsberg, C. Barsi, N. Kostinski, and Robert W. Boyd. Observation of backward pulse propagation through a medium with a negative group velocity. *Science*, 312 :895–897, 2006.
  - [7] Jay Sharping, Yoshitomo Okawachi, and Alexander Gaeta. Wide bandwidth slow light using a Raman fiber amplifier. *Opt. Express*, 13(16) :6092–6098, Aug 2005.
  - [8] Kwang Yong Song, Miguel Herráez, and Luc Thévenaz. Observation of pulse delaying and advancement in optical fibers using stimulated Brillouin scattering. *Opt. Express*, 13(1) :82–88, Jan 2005.
  - [9] Toshihiko Baba. Slow light in photonic crystals. *Nature Photonics*, 2 :465–473, 2008.
  - [10] Yurii A. Vlasov, Martin O’Boyle, Hendrik F. Hamann, and Sharee J. McNab. Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides. *Nature*, 438 :65–69, 2005.
  - [11] Luc Thévenaz. Slow and fast light in optical fibers. *Nature photonics*, 2 :474, 2008.
  - [12] R.S. Tucker, P.C. Ku, and C.J. Chang-Hansnian. Delay-bandwidth product and storage density in slow-light optical buffers. *Electron.Lett*, 41 :208–209, 2005.
  - [13] D. Dahan and G.Eisenstein. Tunable all optical delay via slow and fast light propagation in a raman asissted fiber optical parametric ampilifier : a route to all optical buffering. *Opt. Commun*, 236 :279–288, 2004.
  - [14] E. Shumakher, A. Willinger, R. Blit, D. Dahan, and G. Eisenstein. Large tunable delay with low distortion of 10 gbit/s data in a slow light system based on narrow band fiber parametric amplification. *Opt. Express*, 14(19) :8540–8545, Sep 2006.
-

- 
- [15] David Dahan and Gadi Eisenstein. Tunable all optical delay via slow and fast light propagation in a Raman assisted fiber optical parametric amplifier : a route to all optical buffering. *Opt. Express*, 13(16) :6234–6249, Aug 2005.
  - [16] M.Born and E. Wolf. *Principles of optics*. The Press syndicate of the university of Cambridge, 1999.
  - [17] L. Brillouin. *Wave Propagation and Group Velocity*. academic Press, New York, 1960.
  - [18] Jérémy Michaud. *Génération de solitons spatiaux multicolores par diffusion Raman stimulée dans un guide plan de Kerr : rôle de ralentissement de la lumière*. PhD thesis, Ecole Doctorale Sciences Physiques Pour l'Ingénieur et Microtechniques (SPIM), 2009.
  - [19] *Researches respecting vibration, connected with the theory of light Proc. R. Irish Acad. Sect. A1*, 341, 1840.
  - [20] J. Russell. Report on waves. In *Report of the fourteenth meeting of British Association for Advancement of Science*, 1844.
  - [21] J. W. S. Rayleigh. On the velocity of light. *Nature*, 25, 1881.
  - [22] J. W. S. Rayleigh. *Scientific Papers*. Cambridge, 1899.
  - [23] G.P. Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. Academic Press , San Diego CA.
  - [24] Thibaut Sylvestre. *Amplification et conversion paramétrique, décalage et suppression de fréquences, par processus Kerr et Raman dans les fibres optiques*. PhD thesis, L'U. F.R. des sciences et techniques de l'université de Franche-Comté, 1999.
  - [25] J.Noda, K. Okamoto, and Y. Sasaki. Polarization maintaining fibers and their applications. *Lightwave Technology*, 4 :1071, 1986.
  - [26] Sang Hoon Chin. *Governing the speed of light in optical fibers : Brillouin slow and fast light*. PhD thesis, école Polytechnique Fédérale de Lasusanne, 2009.
  - [27] G.P. Agrawal. *Fiber-optic Communication Systems*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 2002.
  - [28] George M. Gehring, Robert W. Boyd, Alexander L. Gaeta, Daniel J. Gauthier, and Alan E. Willner. Fiber-based slow light technology. *Journal of Lightwave Technology*, 26 :3752, 2008.
  - [29] Francisco Arrieta-Yañez, Oscar G. Calderón, and Sonia Melle. Slow and fast light based on coherent population oscillations in Erbium-doped fibres. *J.opt*, 12 :104002, 2010.
  - [30] Daniel J. Gauthier, Alexander L. Gaeta, and Robert W. Boyd. Slow light : from basics to future projects. *Photonics spectra*, page 44, 2006.
  - [31] Oscar G. Calderón, Sonia Melle, M. A. Antón, F. Carreño, Francisco Arrieta-Yañez, and E. Cabrera-Granado. Propagation-induced transition from slow to fast light in highly doped Erbium fibers. *Phys. Rev. A*, 78 :053812, Nov 2008.
  - [32] A. Schweinsberg, N. N. Lepeshkin<sup>1</sup>, M. S. Bigelow, R. W. Boyd, and S. Jarabo. Observation of superluminal and slow light propagation in Erbium-doped optical fiber. *Europhys. Lett.*, 73 :218–24, 2006.
-

- 
- [33] Stephen E. Harris. Electromagnetically induced transparency. *Physics today*, page 36, 1997.
- [34] S. E. Harris, J. E. Field, and A. Imamoglu. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 64 :1107–1110, Mar 1990.
- [35] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin. Storage of light in atomic vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :783–786, Jan 2001.
- [36] Hoonsoo Kang, Gessler Hernandez, and Yifu Zhu. Superluminal and slow light propagation in cold atoms. *Phys. Rev. A*, 70 :011801, Jul 2004.
- [37] A. V. Turukhin, V. S. Sudarshanam, M. S. Shahriar, J. A. Musser, B. S. Ham, and P. R. Hemmer. Observation of ultraslow and stored light pulses in a solid. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :023602, Dec 2001.
- [38] Mark Phillips and Hailin Wang. Spin coherence and electromagnetically induced transparency via exciton correlations. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :186401, Oct 2002.
- [39] Shu-Wei Chang, Shun Lien Chuang, Connie J. Chang-Hasnain, and Hailin Wang. Slow light using spin coherence and v-type electromagnetically induced transparency in [110] strained quantum wells. *J. Opt. Soc. Am. B*, 24(4) :849–859, Apr 2007.
- [40] Anil K. Patnaik, J. Q. Liang, and K. Hakuta. Slow light propagation in a thin optical fiber via electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A*, 66 :063808, Dec 2002.
- [41] Saikat Ghosh, Amar R. Bhagwat, C. Kyle Renshaw, Shireen Goh, Alexander L. Gaeta, and Brian J. Kirby. Low-light-level optical interactions with Rubidium vapor in a photonic band-gap fiber. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :023603, Jul 2006.
- [42] Saikat Ghosh, Jay E. Sharping, Dimitre G. Ouzounov, and Alexander L. Gaeta. Resonant optical interactions with molecules confined in photonic band-gap fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :093902, Mar 2005.
- [43] Christopher Hensley, Daniel H. Broaddus, Chris B. Schaffer, and Alexander L. Gaeta. Photonic band-gap fiber gas cell fabricated using femtosecond micromachining. *Opt. Express*, 15(11) :6690–6695, May 2007.
- [44] Jacob B. Khurgin. Optical buffers based on slow light in electromagnetically induced transparent media and coupled resonator structures : comparative analysis. *Journal of optical society of America B*, 22 :1062–1074, 2005.
- [45] Luc Thévenaz. Ralentir la lumière pour des transmissions plus rapides. *Technologie Photonique*, 8 :32, 2011.
- [46] G. Lenz, B. J. Eggleton, C. K. Madsen, and R.E. Slusher. Optical delay lines based on optical filters. *IEEE J. Quantum Electron.*, 37 :525, 2001.
- [47] Jacob B. Khurgin. Light slowing down in moiré fiber gratings and its implications for nonlinear optics. *Phys. Rev. A*, 62 :013821, Jun 2000.
- [48] Jay Sharping, Yoshitomo Okawachi, James van Howe, Chris Xu, Yan Wang, Alan Willner, and Alexander Gaeta. All-optical, wavelength and bandwidth preserving, pulse delay based on parametric wavelength conversion and dispersion. *Opt. Express*, 13(20) :7872–7877, Oct 2005.
-

- 
- [49] Yoshitomo Okawachi, Jay E. Sharping, Chris Xu, and Alexander L. Gaeta. Large tunable optical delays via self-phase modulation and dispersion. *Opt. Express*, 14(25) :12022–12027, Dec 2006.
  - [50] J. Q. Liang, M. Katsuragawa, Fam Le Kien, and K. Hakuta. Slow light produced by stimulated Raman scattering in solid hydrogen. *Phys. Rev. A*, 65 :031801, Feb 2002.
  - [51] Yoshitomo Okawachi, Matthew S. Bigelow, Jay E. Sharping, Zhaoming Zhu, Aaron Schweinsberg, Daniel J. Gauthier, Robert W. Boyd, and Alexander L. Gaeta. Tunable all-optical delays via Brillouin slow light in an optical fiber. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :153902, Apr 2005.
  - [52] Miguel González Herráez, Kwang Yong Song, and Luc Thévenaz. Arbitrary-bandwidth Brillouin slow light in optical fibers. *Opt. Express*, 14(4) :1395–1400, Feb 2006.
  - [53] Z.Zhu, A. Dawes, D. Gauthier, L.Zhang, and A. Willner. Broadband SBS slow light in an optical fiber. *Journal of Lightwave Technology*, 25 :201, 2007.
  - [54] Zhaoming Zhu, Daniel J. Gauthier, Yoshitomo Okawachi, Jay E. Sharping, Alexander L. Gaeta, Robert W. Boyd, and Alan E. Willner. Numerical study of all-optical slow-light delays via stimulated Brillouin scattering in an optical fiber. *J. Opt. Soc. Am. B*, 22(11) :2378–2384, Nov 2005.
  - [55] Kwang Yong Song, Kazi S. Abedin, Kazuo Hotate, Miguel González Herráez, and Luc Thévenaz. Highly efficient Brillouin slow and fast light using as2se3 chalcogenide fiber. *Opt. Express*, 14(13) :5860–5865, Jun 2006.
  - [56] Zhaoming Zhu and Daniel J. Gauthier. Nearly transparent SBS slow light in an optical fiber. *Opt. Express*, 14(16) :7238–7245, Aug 2006.
  - [57] Sanghoon Chin, Miguel Gonzalez-Herraez, and Luc Thévenaz. Zero-gain slow & fast light propagation in an optical fiber. *Opt. Express*, 14(22) :10684–10692, Oct 2006.
  - [58] Thomas Schneider, Markus Junker, and Kai-Uwe Lauterbach. Time delay enhancement in stimulated-Brillouin-scattering based slow-light systems. *Opt. Lett.*, 32(3) :220–222, Feb 2007.
  - [59] Kijoon Lee and Nabil M. Lawandy. Optically induced pulse delay in solid-state Raman amplifier. *Applied physics letters*, 78 :703, 2001.
  - [60] Brent D. Johnson. Ruby crystal slows light at room temperature. *Photonics spectra*, 2003.
  - [61] E. Parra and J.R Lowell. Toward applications of slow-light technology. *Opt. Photon. News*, 18 :41, 2007.
  - [62] Francesco Morichetti, Andrea Melloni, Carlo Ferrari, and Mario Martinelli. Error-free continuously-tunable delay at 10 gbit/s in a reconfigurable on-chip delay-line. *Opt. Express*, 16(12) :8395–8405, Jun 2008.
  - [63] Thomas F. KRAUSS. Why do we need slow light? *Nature Photonics*, 2 :448–450, 2008.
  - [64] Manuel Joffre. Optique non-linéaire en régimes continu et femtoseconde. Master’s thesis, Ecole Polytechnique - Ecole Normale Supérieure - Université Pierre et Marie Curie - Université Paris Sud, 2009.
-

- 
- [65] J. P. Pocholle. *L'optique guidée monomode and ses applications*. 1984.
- [66] Emmanuel Seve. *Instabilité modulationnelle dans les fibres optiques biréfringentes. Application à la génération des solitons noirs et aux processus de conversion de fréquence*. PhD thesis, Université de Bourgogne, 1999.
- [67] Y.R. Shen. *Principles of nonlinear optics*. Wiley, New York, 1984.
- [68] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, and H. A. Haus. Raman response function of silica-core fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(6) :1159–1166, Jun 1989.
- [69] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, New York, 2003.
- [70] M. Nikles, L. Thévenaz, and P. A. Robert. Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 15 :1842–1851, 1997.
- [71] M. A. Duguay and J. W. Hansen. An ultrafast light gate. *Applied physics letters*, 15 :192, 1969.
- [72] Luc Thévenaz, editor. *Advanced fiber optics concepts and technology*. A Swiss academic publisher distributed by CRC Press, 2011.
- [73] K. O. Hill, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki, and R. I. MacDonald. cw three-wave mixing in single-mode optical fibers. *J. Appl. Phys.*, 49 :5098, 1978.
- [74] F. DeMartini, C. H. Townes, T. K. Gustafson, and P. L. Kelley. Self-steepening of light pulses. *Phys. Rev.*, 164 :312–323, Dec 1967.
- [75] D. Grischkowsky, Eric Courtens, and J. A. Armstrong. Observation of self-steepening of optical pulses with possible shock formation. *Phys. Rev. Lett.*, 31 :422–425, Aug 1973.
- [76] Fujio Shimizu. Frequency broadening in liquids by a short light pulse. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1097–1100, Nov 1967.
- [77] D. Mestdagh and M. Haelterman. Spectral super-broadening of ultra-short pulses in a nonlinear Kerr medium ; effect of relaxation. *opt.commun*, 61 :291, 1987.
- [78] Édouard BRAINIS. Utilisation de l'optique fibrée pour l'ingénierie quantique : du support passif aux sources promoteur. Master's thesis, Université libre de Bruxelles, Faculté des sciences appliquées, Optique et acoustique, 2007.
- [79] E. Seve, P. Tchofo Dinda, G. Millot, M. Remoissenet, J. M. Bilbault, and M. Haelterman. Modulational instability and critical regime in a highly birefringent fiber. *Phys. Rev. A*, 54 :3519–3534, Oct 1996.
- [80] arnaud mussot. *Amplification paramétrique dans les fibres optiques : Amplification paramétrique dans les fibres optiques pour les télécommunications à haut débit*. Editions universitaires europeennes EUE, 2010.
- [81] M.E. Marhic. *Fiber optical parametric amplifiers, oscillators and related devices*. Cambridge University Press New York, NY, USA, 2007.
- [82] J.Hansryd, P.A Andrekson, M. Westlund, L. Lie, and P.O. Hedekvist. Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications. *IEEE. J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 8 :506–520, 2002.
-

- 
- [83] M.C. Ho, M.E. Marhic, Y.Akasaka, and L.G. Kasovsky. 200 nm bandwidth fiber optical amplifier combining parametric and Raman gain. *J. Lightwave Technol*, 19 :977–999, 2001.
  - [84] M.E. Marhic, K.K.Y. Wong, and L.G. Kasovsky. Wide-band tuning of the gain spectra of one pump fiber optical parametric amplifiers. *IEEE.J. Sel. Top.Quantom Electron*, 10 :1133–1141, 2004.
  - [85] A. S. Y. Hsieh, G. K. L. Wong, S. G. Murdoch, S. Coen, F. Vanholsbeeck, R. Leonhardt, and J. D. Harvey. Combined effect of Raman and parametric gain on single-pump parametric amplifiers. *Opt. Express*, 15(13) :8104–8114, Jun 2007.
  - [86] R.H. Stolen and J.E. Bjorkholm. parametric amplification and frequency conversion in optical fibers. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-18 :1062, 1982.
  - [87] E. Seve, G. Millot, S. Wabnitz, T. Sylvestre, and H. Maillotte. Generation of vector dark-soliton trains by induced modulational instability in a highly birefringent fiber. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16(10) :1642–1650, Oct 1999.
  - [88] Anh Tuan Nguyen, Kien Phan Huy, Edouard Brainis, Pawel Mergo, Jan Wojcik, Tomasz Nasilowski, Jurgen Van Erps, Hugo Thienpont, and Serge Massar. Enhanced cross phase modulation instability in birefringent photonic crystal fibers in the anomalous dispersion regime. *Opt. Express*, 14(18) :8290–8297, Sep 2006.
  - [89] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks, and P. St. J. Russell. Highly birefringent photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 25(18) :1325–1327, Sep 2000.
  - [90] T. Torounidis, P. A. Andrekson, and B.-E. Olsson. Fiber-optical parametric amplifier with 70 db gain. *IEEE Photon. Technol.Lett.*, 18 :1194–1196, 2006.
  - [91] Amnon Willinger, Evgeny Shumakher, and Gadi Eisenstein. On the roles of polarization and Raman-assisted phase matching in narrowband fiber parametric amplifiers. *J. Lightwave Technol.*, 26(14) :2260–2268, Jul 2008.
  - [92] S. G. Murdoch, R. Leonhardt, and J. D. Harvey. Polarization modulation instability in weakly birefringent fibers. *Opt. Lett.*, 20(8) :866–868, Apr 1995.
  - [93] J.D. Harvey S.G. Murdoch, R. Leonhardt. Tuneable THz beat frequency generation in optical fibers. *Optics Communications*, 130 :25–28, 1996.
  - [94] Stefan Wabnitz. Modulational polarization instability of light in a nonlinear birefringent dispersive medium. *Phys. Rev. A*, 38 :2018–2021, Aug 1988.
-